



TITLE:

大気海洋波浪結合モデルにおける
海面バルクフラックスの台風時大
気海洋物理環境への影響評価(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

二宮, 順一

CITATION:

二宮, 順一. 大気海洋波浪結合モデルにおける海面バルクフラックスの
台風時大気海洋物理環境への影響評価. 京都大学, 2014, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2014-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k18554>

RIGHT:

大気海洋波浪結合モデルにおける
海面バルクフラックスの
台風時大気海洋物理環境への影響評価

二宮 順一

目次

第 1 章	序論	11
1.1	研究背景	11
1.2	研究目的	12
1.3	論文の構成	13
第 2 章	大気海洋境界の物理過程	15
2.1	大気・海洋境界における運動量輸送	15
2.2	大気側から見た大気海洋境界に関する研究	16
2.3	海洋側から見た大気海洋境界に関する研究	22
2.3.1	海面粗度のモデル	22
2.3.2	砕波による表面からの乱流エネルギーのモデル	22
第 3 章	現地観測	27
3.1	現地観測の概要	27
3.2	観測期間中の台風イベントの概要	27
3.2.1	2009 年台風 Melor	27
3.2.2	2010 年台風 Malou	27
3.2.3	2011 年台風 Talas	29
3.2.4	2011 年台風 Roke	29
3.2.5	2012 年台風 Jelawat	29
3.3	観測結果	33
3.3.1	2009 年台風 Melor	33
3.3.2	2010 年台風 Malou	33
3.3.3	2011 年台風 Talas	34
3.3.4	2011 年台風 Roke	34
3.3.5	2012 年台風 Jelawat	35
第 4 章	数値モデル概要	51
4.1	準 3 次元海洋モデル	51
4.1.1	準 3 次元海洋モデルの基礎方程式	51
4.1.2	海洋モデルにおける海面および海底境界条件	52
4.1.3	海洋モデルの水平方向の端部境界条件	54

4.1.4	海洋モデルにおける乱流モデル.....	56
4.2	領域気象モデル.....	61
4.2.1	WRF の構成	61
4.2.2	WRF の支配方程式	62
4.2.3	WRF の物理スキーム	63
4.3	スペクトル型波浪モデル	68
4.3.1	波浪推算モデルの基礎方程式	68
4.3.2	波浪モデルにおける風から波へのエネルギー輸送項.....	68
4.3.3	波浪モデルにおける波のエネルギー散逸項	70
4.3.4	4 波共鳴相互作用： S_{nl4}	71
4.3.5	3 波共鳴相互作用： S_{nl3}	73
4.4	大気海洋波浪結合モデル	73
第 5 章	運動量・TKE バルク式の応答解析	75
5.1	理想地形での実験	75
5.2	台風を対象としたメソスケール計算.....	81
5.2.1	計算条件	81
5.2.2	結果	83
5.3	台風を対象とした湾スケール計算	109
5.3.1	計算条件	109
5.3.2	結果	110
5.4	結論	112
第 6 章	モデルの結合条件による計算への影響	121
6.1	計算概要	121
6.2	結果	122
6.2.1	大気（台風）に対する影響.....	122
6.2.2	海洋表層の推算結果の比較.....	126
6.2.3	海象観測との比較	126
6.3	結論	128
第 7 章	結論	133
付録 A	気象モデルの推算精度に関する基礎的な検討	137
A.1	初期値・境界値.....	137
A.2	水平格子解像度の影響	139
A.3	台風ボーガスの影響	141
付録 B	地形データ	145
B.1	データの違いによる比較	145
B.2	Shapiro フィルター	145

図目次

2.1	Powell et al. (2003) による風速と摩擦速度 (a), 海面粗度 (b), 海面抵抗係数 (c) の関係 (Ref. 13 は Large and Pond (1981), Ref. 9 は Charnock (1955), Ref. 17 は Miller (1964), Ref. 16 は Palmén and Riehl (1957), Ref. 18 は Hawkins and Imbembo (1976), Ref. 39 は Amorochio and DeVries (1980), Ref. 46 は Shay (1998) の結果) (Powell et al., 2003, Figure 3)	18
2.2	Donelan et al. (2004) による風速と海面抵抗係数の関係 (: Ocampo-Torres et al. (1994) の結果, * : プロファイルから求めた結果, : 運動量から求めた結果, : レイノルズ応力から求めた結果, 点線 : Large and Pond (1981) の結果) (Donelan et al., 2004, Figure 2)	19
2.3	Moon et al. (2004) による風速と海面抵抗係数の関係 (記号 : Powell et al. (2003) の結果, 実線 : Large and Pond (1981) の結果, 点線及び斜線ハッチング部 : WWIII から得られる結果, 一点鎖線 : Charnock (1955) の結果, シェーディング部 : Moon の結果) (Moon et al., 2004, Fig. 8)	20
2.4	風速と海面抵抗係数の関係 (黒実線 : CBLAST(Black et al., 2007), 黒一点鎖線 : Donelan et al. (2004), 赤一点鎖線 : Powell et al. (2003), 青破線 : Smith (1980) と Large and Pond (1981) の平均値, 赤破線 : Yelland et al. (1998), 黒破線 : HEXOS(Smith et al., 1992), 灰円 : CBLAST-Low(Edson et al., 2007)) (Black et al., 2007, Fig. 5)	21
3.1	田辺中島高潮観測塔	28
3.2	Best Track の台風の経路, 中心気圧, 最大風速	30
3.2	Best Track の台風の経路, 中心気圧, 最大風速 (続き)	31
3.2	Best Track の台風の経路, 中心気圧, 最大風速 (続き)	32
3.3	白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果	36
3.3	白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果 (続き)	37
3.3	白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果 (続き)	38
3.4	白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果	39
3.4	白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果 (続き)	40
3.4	白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果 (続き)	41
3.5	白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果	42
3.5	白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果 (続き)	43
3.5	白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果 (続き)	44
3.6	白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果	45

3.6	白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果（続き）	46
3.6	白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果（続き）	47
3.7	白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の観測結果	48
3.7	白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の観測結果（続き）	49
3.7	白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の観測結果（続き）	50
4.1	WRF のシステム (NCAR, 2008)	65
4.2	mass 座標	65
4.3	物理モデルの概要（Cumulus：積雲パラメタリゼーション，SL：接地層物理，LS：地表面物理，PBL：惑星境界層物理，AR：大気放射物理，S _↑ ：上向短波放射，S _↓ ：下向き短波放射，L _↑ ：上向長波放射，L _↓ ：下向き長波放射，H：顕熱，LE：潜熱）	66
4.4	4 波共鳴図 (van Vledder, 2006, Fig. 2)	72
4.5	大気海洋波浪結合モデルの概念図	74
5.1	大気側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流地点の粗度，摩擦速度，表層流速の時間変化（青線：Ch，緑線：TY，赤線：Oo，水線：Dr）	78
5.2	海洋側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流における有義波高，粗度，表層流速の時間変化（青線：Chw，緑線：Te）	79
5.3	海洋側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流における 24 時間後の TKE と流速の鉛直プロファイル（青線：Chw，緑線：Te）	79
5.4	TKE フラックス式を変更した時の境界から 40km 下流地点における波の散逸率，表層 TKE，表層流速の時間変化（青線：CB，緑線：FT）	80
5.5	TKE フラックス式を変更した時の境界から 40km 下流地点における 24 時間後の TKE と流速の鉛直プロファイル（青線：CB，緑線：FT）	80
5.6	台風下のメソスケール計算のドメイン（黒実線：WRF，青実線：ROMS/SWAN）	81
5.7	計算で用いた ROMS の鉛直格子	82
5.8	Best Track データと CT の台風経路	84
5.9	Best Track データと CT の最低中心気圧，最大風速，最大風速半径	85
5.10	Best Track データと大気側バルク式を変えて推定された台風経路の比較	86
5.11	台風の最低中心気圧，最大風速，RMW	87
5.12	台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布	90
5.13	台風中心から半径 200km 以内の風速と抵抗係数の関係	91
5.14	台風中心から半径 200km 以内の風速と潜熱交換係数（ダルトン数）の関係	91
5.15	台風周りの風向と波向の分布（コンター：等圧線，青：風向，赤：波向，台風の進行方向：北）	92
5.16	風速，摩擦速度，顕熱，潜熱フラックスの半径方向の分布	92
5.17	台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード），TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布（左側の上から順に Ch，TY，Oo，Dr，右側の上から順に TY-Ch，Oo-Ch，Dr-Ch を表す。）	93

5.18	10月7日0時における表層の流速, 12時間の水温低下量の平面分布(水色三角: 台風中心)	93
5.19	有義波高, ピーク波長, ピーク周期, 散逸率の半径方向の分布	94
5.20	海洋中の流速, TKE の鉛直分布	94
5.21	海洋中の水温, 塩分の鉛直分布	95
5.22	10月4日0時を基準とした10月8日0時における台風通過後の水温変化(左上: Ch, 右上: TY, 左下: Oo, 右下: Dr)	95
5.23	台風経路に沿った10月8日0時の水温分布	96
5.24	10月6日10時の台風中心位置における海面水温の時間変化	96
5.25	Best Track データと海洋側バルク式を変えて推定された台風経路の比較	97
5.26	台風の最低中心気圧, 最大風速, RMW	98
5.27	台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布	99
5.28	風速, 摩擦速度, 顕熱, 潜熱フラックスの半径方向の分布	100
5.29	台風中心から時間・方位角平均した流速(シェード), TKE(コンター)の半径方向の鉛直断面分布(左側の上から順に Ch_w , Const., Te, 右側の上から順に Const. - Ch_w , Te - Ch_w を表す.)	100
5.30	有義波高, ピーク波長, ピーク周期, 散逸率の半径方向の分布	101
5.31	海洋中の流速, TKE の鉛直分布	101
5.32	海洋中の水温, 塩分の鉛直分布	102
5.33	Best Track データと TKE フラックスを変えて推定された台風経路の比較	103
5.34	台風の最低中心気圧, 最大風速, RMW	104
5.35	台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布	105
5.36	風速, 摩擦速度, 顕熱, 潜熱フラックスの半径方向の分布	106
5.37	台風中心から時間・方位角平均した流速(シェード), TKE(コンター)の半径方向の鉛直断面分布(左側の上から順に CB, Zero, FT, 右側の上から順に Zero-CB, FT-CB を表す.)	106
5.38	有義波高, ピーク波長, ピーク周期, 散逸率の半径方向の分布	107
5.39	海洋中の流速, TKE の鉛直分布	107
5.40	海洋中の水温, 塩分の鉛直分布	108
5.41	湾スケール計算の計算領域	109
5.42	白浜観測塔位置における観測結果と大気側粗度を変更した推算結果の時間変化	114
5.42	白浜観測塔位置における観測結果と大気側粗度を変更した推算結果の時間変化(続き) ...	115
5.43	白浜観測塔位置における観測結果と海洋側粗度を変更した推算結果の時間変化	116
5.43	白浜観測塔位置における観測結果と海洋側粗度を変更した推算結果の時間変化(続き) ...	117
5.44	白浜観測塔位置における観測結果と TKE フラックスを変更した推算結果の時間変化	118
5.44	白浜観測塔位置における観測結果と TKE フラックスを変更した推算結果の時間変化(続き)	119
6.1	計算領域(コンター: 標高, 図の範囲: domain 1, 破線: domain 2, 実線: domain 3) ..	122

6.2	気象庁 Best Track と推算結果の台風中心の移動経路 (丸付き赤色実線: Best track, * 付き青色点線: Case A, × 付き水色破線: Case AO, + 付き桃色鎖線: Case AOW)	122
6.3	台風の中心気圧と最大風速の時間変化 (黒点: Best Track, 青線: Case A, 緑線: Case AO, 赤線: Case AOW)	124
6.4	台風周りの海面気圧, 海上風速の分布 (上段: Case A, 中段: Case AO, 下段: Case AOW)	125
6.5	台風周りの粗度の分布 (左上: Case A, 右上: Case AO, 左下: Case AOW)	126
6.6	白浜観測塔位置での海面気圧 (SLP), 風速, 風向の時間変化 (黒色実線: 観測結果, 青色点線: Case A, 水色破線: Case AO, 桃色鎖線: Case AOW)	127
6.7	地上 10m の風速分布 [m/s] (2009 年 10 月 7 日 19 時, コンター: 風速)	128
6.8	10 月 5 日を基準にした海面温度の変化 (左上, 右上, 左下, 右下の順に 10 月 6, 7, 8, 9 日 0 時時点の水温変化, 黒丸: 台風の中心位置)	128
6.9	台風周りの顕熱, 潜熱フラックスの分布 (上段: Case A, 中段: Case AO, 下段: Case AOW)	129
6.10	白浜観測塔位置での水温鉛直分布の時間変化 [°C] (上から観測値, Case O, AO, OW, AOW の結果)	130
6.11	白浜観測塔位置での水平流速鉛直分布の時間変化 [mm/s] (上から観測値, Case O, AO, OW, AOW の結果)	130
6.12	白浜観測塔位置での有義波高及び周期の時間変化 (黒色実線: 観測結果, 青色破線: Case OW, 桃色鎖線: Case AOW)	131
A.1	FNL データに含まれる SST と NGSST の分布 (a)FNL データの SST,(b)NGSST,(c)1 度格子での FNL データと NGSST の差,(d)0.05 度格子での FNL データと NGSST の差 ...	139
A.2	水平格子解像度の影響検討を行った計算範囲と台風の Best Track	140
A.3	台風経路の比較	141
A.4	台風の中心気圧, 最大風速, 最大風速半径の時間変化	141
A.5	ボーガス導入による台風推定結果の比較	143
B.1	白浜周辺における地形データ	146
B.2	地形データの差 (GEBCO - 津波メッシュ)	147
B.3	Shapiro フィルターの効果 (その 1)	148

表目次

4.1	基礎方程式における変数	53
4.2	海面および海底境界条件における変数	54
4.3	ROMS の水平境界条件	54
4.4	微物理の計算スキーム	63
4.5	積雲パラメタリゼーションの計算スキーム	64
4.6	地表面モデルの計算スキーム	65
4.7	PBL の計算スキーム	67
4.8	放射の計算スキーム	67
5.1	理想実験における海洋モデルの計算条件	75
5.2	理想実験における波浪モデルの実験条件	76
5.3	検討した大気側粗度のバルク式	76
5.4	検討した海側粗度のバルク式	76
5.5	検討した TKE flux のバルク式	76
5.6	メソスケール計算におけるモデルの計算条件	82
5.7	メソスケール計算におけるモデルの初期値・境界値	83
5.8	メソスケール計算における WRF の物理計算スキーム	83
5.9	メソスケール計算における ROMS の物理計算スキーム	83
5.10	メソスケール計算における SWAN の物理計算スキーム	84
5.11	湾スケール計算における WRF の計算条件	110
5.12	湾スケール計算における SWAN の計算条件	110
5.13	湾スケール計算における ROMS の計算条件	110
6.1	モデルの計算条件と入力データ	123
6.2	推算結果の最低中心気圧，最大風速	124
A.1	土地利用細分メッシュデータと WRF の土地利用分類対応	138
A.2	解像度と格子数，dt の関係	139
A.3	物理スキーム	140
A.4	ボーガス導入実験の計算条件	142

第 1 章 序論

1.1 研究背景

これまで大気、海洋、波浪の追算のために各数値モデルの開発、改良が進められてきた。近年では、計算機技術の発達により大気海洋結合モデルの開発・研究が行われている。特に、温暖化の将来予測においては大気海洋結合モデルの使用が必須となっており、その精度向上について精力的な検討が行われている。温暖化の将来予測に用いられる GCM (Global Circulation Model) は、その計算負荷から開発、運用は組織単位で行われている。IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) 報告書に関連して行われている Coupled Model Intercomparison Project (CMIP, 現在の最新は Phase 5) では、結合モデルでの出力結果が集約されて、相互比較またはアンサンブル実験結果として利用されている。CMIP5 に参加している GCM は代表的なもので、CSIRO (Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation) の ACCESS (Australian Community Climate and Earth System Simulator), GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) の GFDL-CM (GFDL Coupled Climate Model), NCAR (National Center for Atmospheric Research) の CCSM (Community Climate System Model) などがあり、国内からは気象研究所の MRI-ESM (Meteorological Research Institute-Earth System Model), 東京大学・国立環境研究所・海洋研究開発機構 (JAMSTEC) の MIROC (Model for Interdisciplinary Research On Climate) がある。格子の設定は、大気側で水平解像度が 1.1 から 2 度、鉛直方向に 30 から 50 層にとったもの、海洋側で水平解像度が 1 から 1.5 度、鉛直方向に 50 層程度にとったものが多く、大気側に比べて海洋側の方が細かく設定されていることが多い。

領域モデルにおいては、村上ら (2004) が気象モデルに MM5 (Fifth-Generation Mesoscale Model), 海洋モデルに多重 σ 座標を適用した CCM (Coastal Current Model), 波浪モデルに SWAN (Simulating Waves Nearshore) を結合したモデルを開発している。このモデルを用いて、伊勢湾や東京湾を対象とした高潮に関する検討を行っており、将来、観測最大潮位偏差を大きく上回る高潮が発生する可能性があることを示している (吉野ら, 2009)。また、山下ら (2007) は気象モデルに MM5, 海洋モデルに POM (Princeton Ocean Model), 波浪モデルに SWAN を結合したモデルによって、瀬戸内海沿岸に高潮被害をもたらした台風を対象とした追算を行っている (李ら, 2009)。Bender and Ginis (2000) は GFDL model と POM を組み合わせて、ハリケーンの追算を行っている。Warner et al. (2008) は、気象モデルに WRF (Weather Research and Forecast), 海洋モデルに ROMS (Regional Ocean Modeling System), 波浪モデルに SWAN を用いた結合モデル (A Coupled Ocean Atmosphere Wave Sediment Transport Modeling System: COAWST) を開発している。このモデルにより、ハリケーンを対象とした大規模な観測データと組み合わせた追算を行い、海面温度や波高の追算精度が向上することを報告している (例えば, Warner et al., 2010; Renault et al., 2012)。気象モデルを含まない海洋波浪結合モデルに関する検討例として, Dutour et al. (2012) は ROMS と WWM II (Wind Wave Model II) を用いて、沿岸域の再現計算を試みている。

Sun et al. (2013) は MM5 もしくは WRF, FVCOM (Finite-Volume Community Ocean Model), SWAVE (Unstructured grid finite-volume version of SWAN) の結合モデルによって、波流れ相互作用が高潮に与える影響について検討を行っている。このように、近年盛んに再現計算や現象の数値的解明のために結合モデルが用いられており、そのモデルの組み合わせは多様である。

事象を個別に扱うこれまでのモデルでは、高度なスキームを用いるのと同時にチューニングによって計算精度を高めていた。結合モデルでは、モデル間の境界部における物理量のやりとりが非常に重要となるが、このやりとりについては未解明な部分が多い。現在の研究成果では各モデル間の相互作用に関連する現象自体が理解されていないことも多く、全ての現象を正確にモデル化できているわけではない。例えば、海面の運動量の交換について海面抵抗係数が導入されて、これまで多くの経験式が提案されてきた。Rosby (1935) は平均的な海面抵抗係数を提案し、Large and Pond (1981) は観測結果を基にして風速 20m/s までの抵抗係数の分布を作成し、風速に線形に増加することを示した。このような線形分布の抵抗係数は、現在の数値モデルでも広く採用されている。近年では、Powell et al. (2003) がこれまで観測が困難とされていた強風下（風速 30m/s 以上）での観測を成功させ、海面抵抗係数の増加は強風下で頭打ちになり、さらに風速が増加すると減少傾向にあることを示した。また、数値モデルから海面抵抗係数を改める研究も行われており、Moon et al. (2007) は海面境界層モデルを用いたシミュレーションを繰り返し行うことで、海面抵抗係数の分布を算出している。

海面抵抗係数のパラメタリゼーションは風速を用いたものが一般的ではあるが、水面には波浪による物理的な凹凸があることから風速以外の波浪の情報を含めたパラメタリゼーションも行われている。例えば、Taylor and Yelland (2001) は波形勾配を用いたモデル化、Oost et al. (2002), Drennan et al. (2005) は波齢を用いたモデル化を行っており、Makin (2005) は Sea Spray の影響を含めたモデル化を行っている。バルク式の提案は数多く行われているものの、実際に数値モデルに適用されているバルク式は波浪を解く必要のない風速依存の式がほとんどである。また、波浪の重要性について関心は高まっているが、海面バルク式に波浪を考慮した影響について比較検討された事例は少ない。特に沿岸域では水深変化により波の形状や向きが大きく変化することや、砕波による表面の乱れ流れへの影響が大きいことから、波浪の情報をを用いたバルク式は大気もしくは波浪から海洋への運動量輸送をより正確に表現できると考えられる。

1.2 研究目的

大気海洋境界の物理過程については、上述したようにこれまで多くの研究が行われてきた。そこで、まずは大気海洋境界の物理過程に関する知見の整理を行い、観測とモデル化の経緯についてまとめる。過去の研究事例とその発展、課題解決についてまとめることで、現在のモデル化の状況を正確に把握する。一方で、大気の観測に比べて海洋の観測は盛んではないため、利用できる観測結果が非常に限定的である。そのため、京都大学の所有する田辺中島高潮観測塔（以下、観測塔）を利用した観測を実施する。観測では、少ない海洋観測の中でも特に観測例の希少な高風速下での観測を実施する。観測塔付近を台風が通過する必要があるため、継続的な観測を前提として観測を実施して、観測データの蓄積を図る。大気海洋境界のモデル化に波浪の影響を取り込んだ場合、結合モデルを用いた時々刻々の波浪の推算が必要となる。そこで、波浪影響を取り込んだモデルを確立するため、大気海洋波浪結合モデルをセットアップする。同時に、大気海洋波浪結合モデルについてまとめる。セットアップした大気海洋波浪結合モデルに複数のバルク式を組み込み、台風を対象としたシミュレーションを実施することで、バルク式が計

算結果に与える影響について検討する．また，結合モデルの結合条件の違いが計算結果に及ぼす影響について検討を行う．

大気海洋波浪結合モデルを用いた大気海洋相互作用に関する本論文は，これまで未解明となっていた知見が得られるだけでなく，海岸付近の海水の詳細な流動解析が可能となる．また，海洋の流動が適切に再現できないため，2次元高潮モデルでは対応が困難であった複雑な地形におけるシミュレーション，珊瑚礁や藻類といった比較的浅海に生息する生物の生息環境を三次元的に評価することも可能となる．台風のような大気海洋の相互作用が重要になるイベントにおいては，正確なシミュレーションを実現させるだけでなく，大気，海洋，波浪を同時に解くことにより，複合的な災害予測への応用も期待できる．

1.3 論文の構成

本論文では，第2章でこれまで行われてきた大気海洋境界における運動量・TKE (Turbulent Kinetic Energy) フラックスの研究について説明する．第3章では，観測塔で行った台風期の集中観測の概要についてまとめ，観測期間中に付近を通過した台風イベントの特徴と台風通過時の観測塔で観測された結果について考察を行う．第4章では，本研究で用いる大気・海洋・波浪の各数値モデルと結合モデルについて説明を行う．第5章では，風速依存のバルク式と波浪依存のバルク式を用いた理想地形における数値実験により，各バルク式の持つ特性についてまとめる．ついで，台風を対象とした数値シミュレーションを行い，メソスケール及び湾スケールにおけるバルク式の違いから生じる計算結果の差について検討を行う．第6章では，海洋モデルに対して大気モデル，波浪モデルの結合・非結合による影響について考察する．最後に，第7章では本研究で得られた結果をまとめて結論とする．

第 2 章 大気海洋境界の物理過程

大気海洋境界に関する研究は、古くは Reynolds や Taylor などの 1800 年代後半の研究が基礎となっており、長い歴史のある分野である。大気海洋境界の物理過程として、運動量、熱、TKE などの物理量の 大気海洋間での交換に関する研究が進められてきた。本研究では、特に大気と海洋の相互作用の中で運動量、乱流エネルギーに関するバルク式を取り扱う。本章では、大気、海洋境界に関する既往研究を整理する。

2.1 大気・海洋境界における運動量輸送

大気海洋境界における運動量輸送について説明する。大気海洋境界における運動量輸送では、流れが乱流状態で均質であるという条件のもとで、風速は高さの対数に比例することから

$$dU/dz = u_*/\kappa z \quad (2.1)$$

が一般的に知られている。ここで、 U は平均速度、 z は高さ、 $u_*(= \sqrt{\tau/\rho})$ は摩擦速度、 τ は表面応力、 ρ は密度、 $\kappa (= 0.4)$ はカルマン定数を表す。これを積分することで、

$$U_z/u_* = (1/\kappa) \ln(z/z_0) \quad (2.2)$$

が得られる。ここで、 z_0 は粗度、 U_z は基準高さ z での速度を表す。この式は Monin-Obukhov の相似則 (Monin and Obukhov, 1954) として知られており、Businger et al. (1971) の Kansas 実験によって、陸上ではよく再現できることが確認されている。粗度を与えることである高さの風速から摩擦速度を算出できるため、表層付近のモデル化でよく用いられている。一方で、抵抗係数 C_D はレイノルズ応力 τ から

$$\tau = C_D \rho U_z^2 \quad (2.3)$$

と定義されている。式 (2.2) と式 (2.3) から

$$\sqrt{C_D} = \frac{u_*}{U_z} = \frac{\kappa}{\ln z/z_0} \quad (2.4)$$

が導かれる。ここから、大気海洋境界付近での応力は抵抗係数や粗度から算出することが可能で、抵抗係数と粗度是一对一の関係にあることがわかる。

初期のバルク式の研究において海面抵抗係数や海面粗度は、海面の状態を無視していた。抵抗係数は風によって励起される波の状態に依存することが分かり、最近まで主に風速の関数として整理されてきた。しかし、波は局所的な風だけでなく遠方から伝達するうねりの影響もあり、波の生成、成長は風、波とうねりの相互作用など複雑なものである。このことから、抵抗係数をより完全に表現するには、風や海の状態を考慮する必要がある。以下では、海面抵抗係数、海面粗度に関する既往研究についてまとめる。

2.2 大気側から見た大気海洋境界に関する研究

海面抵抗係数の研究は Reynolds (1883), Taylor (1915), Prandtl, Richardson (1920), von Karman, Monin and Obukhov (1954) などの研究を基礎にしており, 海面抵抗係数のパラメタリゼーションは, 次元解析, 現地観測を基に成り立っている. ここでは, 大規模な観測プロジェクトと海面抵抗係数の関係及び代表的な提案式についてまとめる.

海面抵抗係数の初期には, Rossby (1935) が観測から, 平均的な抵抗係数を $C_D = 0.0013$ としている. これは風速 10m/s から 15m/s 程度の中速域では現在でも有効な値である. 1950 年代には, 境界層理論の発展や時間的に変動する乱流の観測や解析が可能になってきたことから, 注目を集め始めた. Sheppard and Omar (1952) は低風速時の観測を行っている. また, Hay (1955) や Fleagle et al. (1958) などが観測を行っているが, データの収集量は乏しく, 風速 13m/s 以上のデータは得られていなかった. そのため, 海面抵抗係数と風速との関係にはまだコンセンサスは得られていなかったが, Charnock (1955) は次のような海面での粗度と摩擦速度との関係を導いている.

$$z_0 = \alpha_{CH} \frac{u_*^2}{g} \quad (2.5)$$

ここで, $\alpha_{CH}(= 0.0185)$ は Charnock 係数として知られている. 式 (2.5) を用いた場合, 粗度が風速に対して線形に増加するという分布が得られ, この研究成果以降では観測結果から Charnock 係数を定める研究が多く行われている. また, Deacon and Webb (1962) は抵抗係数と風速の関係式として,

$$10^3 C_D = 1.00 + 0.07 U_{10} \quad 1 < U_{10} < 13 \text{m/s} \quad (2.6)$$

を提案している.

1960 年代から, 大規模な観測が行われるようになった. 1964 年に International Indian Ocean Expedition (IIOE) が行われ, 風速, 気温, 湿度プロファイルのデータセットが作成された (Badgley et al., 1972). 他に地中海 (Volkov, 1970) やオーストラリア南部のバス海峡 (Hicks and Dyer, 1970) での観測が行われている. また, 渦相関法や散逸法による応力の計測に熱線風速計や超音波風速計が使用されるようになり, 1969 年に船舶による観測である Barbados Oceanographic and Meteorological Experiment (BOMEX) が行われた (Pond et al., 1971). Deacon (1962) は風速 14m/s までのデータを用いて海面抵抗係数と風速の関係について報告している. 一方で, Kitaigorodskii and Volkov (1965) や Stewart (1974) が海面抵抗係数は波齢の逆数に依存することを提案している.

1970 年代に入ると, 高周波数センサーによる観測が計画されるようになる. 1974-75 年に Air Mass Transportation Experiment (AMTEX) が南シナ海で行われた. 船舶からの観測で Kondo (1975) は抵抗係数, 顕熱や潜熱フラックスの交換係数を風速や大気海洋間の温度差の関数としてパラメタリゼーションを行っている. また, 1978 年には Joint Air-Sea Interaction (JASIN) Experiment がスコットランドの北西で行われた. この観測は船舶, 航空機やブイを用いており, 大気海洋境界付近の運動量, 熱容量やフラックスについて観測が行われた (Pollard et al., 1983). また, Hsu (1974) は過去の提案式をもとに, 独自の風速と波浪パラメータから摩擦速度を求めるノモグラムを作成した. この図では, 波浪パラメータと高さから縦方向の位置を決め, 右の風速スケールの分だけ右の点での摩擦速度の大きさを読み取るものである. Smith and Banke (1975) は海岸に設置したタワーによる観測結果から, 主に風速 16~21m/s の観測値を用いて海面抵抗係数の関係を整理し, 抵抗係数は風速に対して線形に増加するという分布を得て

いる．

$$C_D \times 10^3 = 0.066U_{10} + 0.63 \pm 0.23 \quad (2.7)$$

他に，北大西洋の沖にある観測塔のデータから，Smith (1980) がフェッチの長い条件において海面抵抗係数は風速と共に増加し，次元解析からの予測値 (Charnock, 1955) よりもやや大きく，沿岸域や浅海域での観測値 (Garratt, 1977; Wu, 1980) よりも小さい抵抗係数となることを確認した．

1980 年代には，Canadian Atlantic Storm Program (CASP) や Coastal Ocean Dynamics Experiment (CODE) といった大規模な観測が複数行われた．1986 年には Humidity Exchange over the Sea (HEXOS) Program がドイツで行われ，観測，実験，モデリングが行われた．この結果を用いて，Smith et al. (1992) は海面粗度を波齢の関数としてまとめ，DeCosmo et al. (1996) は潜熱交換係数について報告している．Large and Pond (1981) は洋上でのタワーによる観測結果 (Pond et al., 1979; Large, 1979) をもとに，25m/s までの風速下における海面抵抗係数の分布を作成した．観測地点におけるフェッチは 10km 程度かそれ以上と長く，170° 以上が海洋側に開けた場所で行われた．Large and Pond (1981) は抵抗係数と風速を整理し，低風速で一定値，風速が大きくなると線形に増加するという分布を得た．

$$10^3 C_D = \begin{cases} 1.2, & 4 \leq U_{10} \leq 11 \text{m/s} \\ 0.49 + 0.065 U_{10}, & 11 \leq U_{10} \leq 25 \text{m/s} \end{cases} \quad (2.8)$$

1990 年代には，現在もプロジェクトとして続いている Tropical Ocean Global Atmosphere (TOGA) Coupled Ocean-Atmosphere Experiment (COARE) が始まった．当初は，大気の大気システムへの役割に注目したものであった．その後の COARE 2.0 では Fairall et al. (1996) が風速 1-10m/s のデータと，表面摩擦と Charnock 式を組み合わせた Smith (1988) の考え方から

$$z_0 = 0.11\nu/u_* + 0.011u_*^2/g \quad (2.9)$$

を提案している．一方，Donelan et al. (1993) は継続的に水槽実験を行っていたが，風洞水槽実験における粗度は観測値に比べて小さくなることを報告している．その理由として，水槽による波の反射や実験での波の周波数が集中し過ぎていることを挙げている．また，Donelan et al. (1993) は自身が行った現地観測と HEXOS の結果から粗度式の提案を行っており，有義波高 H_s と波齢を用いて次式で表される．

$$z_0/H_s = 6.7 \cdot 10^{-4} (u_*/c_p)^{2.6} \quad (2.10)$$

2000 年以降も継続的に海面抵抗係数に関する研究は盛んに行われている．Oost et al. (2002) は ASGAMAGE (ASGASEX: Air Sea GAS EXchange と MAGE: Marine Aerosol and Gas Exchange を合わせた略語) プロジェクトでの現地観測結果を用いて，海面粗度が依存するパラメータについて検討を行っている．Oost et al. (2002) は風速，波齢，波形勾配を用いて観測結果を整理したところ，波齢と波長を用いた場合が最も結果のバラつきが少なかったため，波長 L_p と波齢を用いて次の式にまとめている．

$$\frac{z_0}{L_p} = \frac{25.0}{\pi} (u_*/c_p)^{4.5} \quad (2.11)$$

同時に，波浪のパラメータに依存する式の提案が行われており，Taylor and Yelland (2001) は

$$z_0/H_s = 1200(H_s/L_p)^{4.5} \quad (2.12)$$

のように波形勾配に依存する式を，Drennan et al. (2005) は波齢に依存する次の式を提案している．

$$z_0/H_s = 3.35(u_*/c_p)^{3.4} \quad (2.13)$$

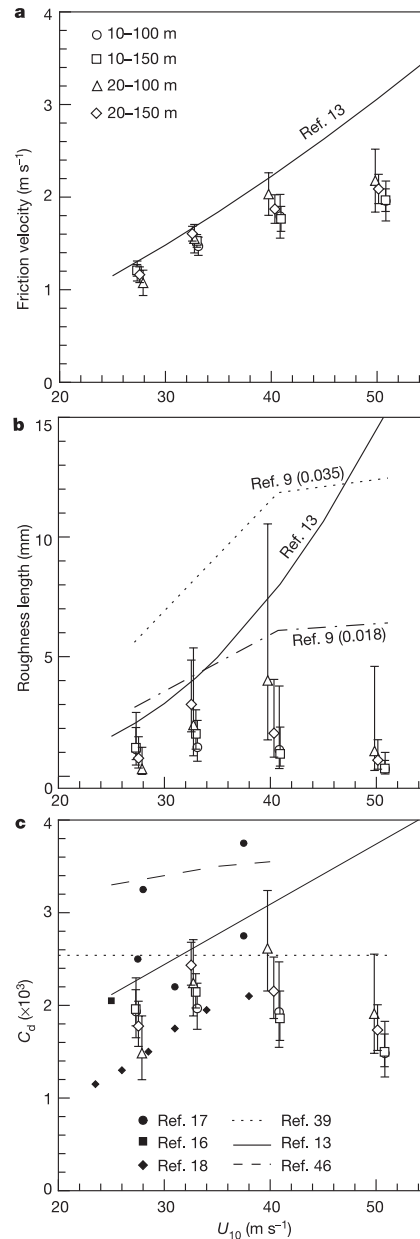


図 2.1 Powell et al. (2003) による風速と摩擦速度 (a), 海面粗度 (b), 海面抵抗係数 (c) の関係 (Ref. 13 は Large and Pond (1981), Ref. 9 は Charnock (1955), Ref. 17 は Miller (1964), Ref. 16 は Palmén and Riehl (1957), Ref. 18 は Hawkins and Imbembo (1976), Ref. 39 は Amorochio and DeVries (1980), Ref. 46 は Shay (1998) の結果) (Powell et al., 2003, Figure 3)

Powell et al. (2003) は現地観測を基に摩擦速度，海面粗度，海面抵抗係数と 10m 風速との関係を導いている．Powell et al. (2003) による結果を図 2.1 に示す．Powell et al. (2003) はこれまで観測できていなかった風速 30m/s 以上での観測を成功させ，海面粗度と海面抵抗係数の分布は強風下では頭打ちとなり，風速の増加につれて減少傾向となることを示した．抵抗係数が頭打ちとなる理由は，風速が非常に大きい時には碎波が断続的に生じ，波形勾配が小さくなるためと述べている．

Donelan et al. (2004) は室内実験を基に，高風速までカバーする海面抵抗係数と風速との関係を導いている．Donelan et al. (2004) による結果を図 2.2 に示す．分布形状は風速 3m/s から 33m/s まで風速の増加とともに海面抵抗係数が線形に増加し，風速 33m/s 以上の強風下では一定値となっている．Powell

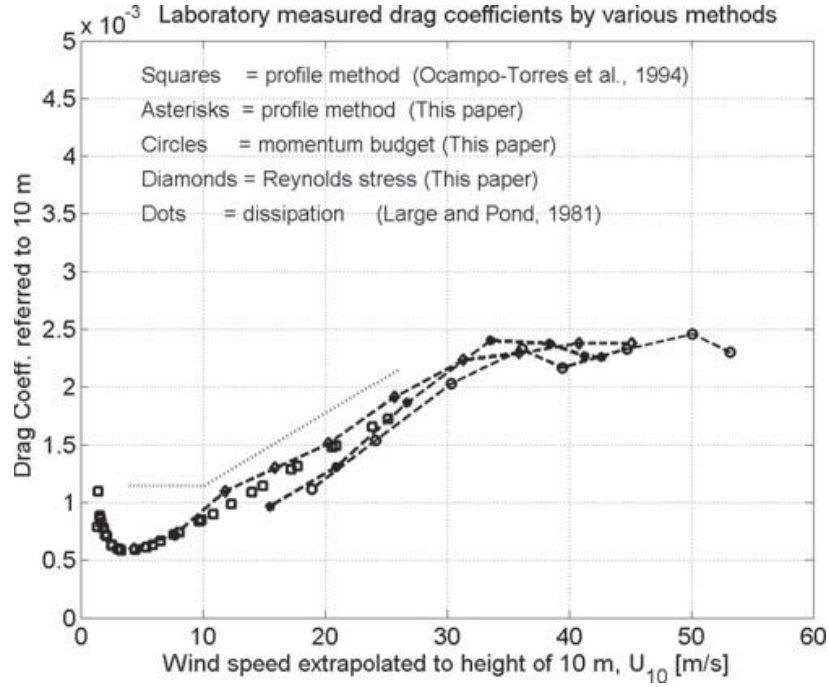


図 2.2 Donelan et al. (2004) による風速と海面抵抗係数の関係 (□ : Ocampo-Torres et al. (1994) の結果, * : プロファイルから求めた結果, ○ : 運動量から求めた結果, ◇ : レイノルズ応力から求めた結果, 点線 : Large and Pond (1981) の結果) (Donelan et al., 2004, Figure 2)

et al. (2003) の示す風速 35m/s において海面抵抗係数が 0.0026 で飽和する分布に似た結果を示した。一方, Moon et al. (2004) は自身の大気モデルと波浪モデル Wave Watch III (WWIII) と Hara and Belcher (2002) が構築した Wave Boundary Layer モデルを結合させ, 数値シミュレーションを繰り返し行うことで海面抵抗係数と風速の関係を数値的に見積もった。Moon et al. (2004) による結果は図 2.3 に示す通りであり, 海面抵抗係数の分布は Powell et al. (2003) や Donelan et al. (2004) と同様に風速 33m/s 以上の強風下では単調な増加が見られないもしくは減少するという結果が示されている。

$$z_0 = \frac{0.0185u_*^2}{g} \quad U_{10} \leq 12.5 \quad (2.14)$$

$$z_0 = (0.085C_1 - 0.58) \times 10^{-3} \quad 12.5 < U_{10} \quad (2.15)$$

$$C_1 = -0.56u_*^2 + 20.255u_* + 2.45 \quad (2.16)$$

Makin (2005) は Sea Spray の影響を含めることにより, 理論的に海面粗度の式を提案した。Sea Spray の効果を含めるため, 強風下における海面上の接地層を Sea Spray が浮遊するサスペンション層と, そのサスペンション層上端から接地層上端 (混合層下端) までの風速分布が対数分布となる層に分けた。そ

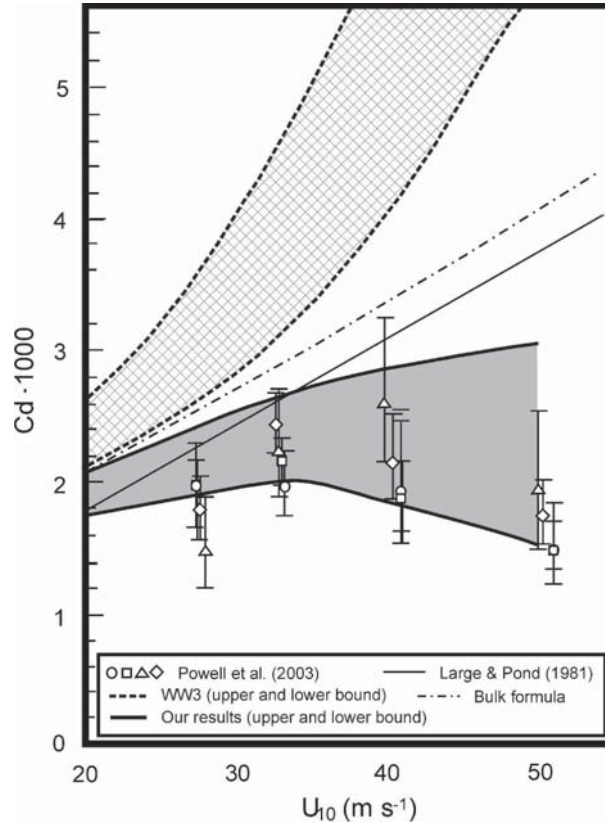


図 2.3 Moon et al. (2004) による風速と海面抵抗係数の関係 (記号: Powell et al. (2003) の結果, 実線: Large and Pond (1981) の結果, 点線及び斜線ハッチング部: WWIII から得られる結果, 一点鎖線: Charnock (1955) の結果, シェーディング部: Moon の結果) (Moon et al., 2004, Fig. 8)

の結果, 次式を得た.

$$z_0 = c_l^{1-1/\omega} c_{z_0}^{1/\omega} \frac{u_*^2}{g} \quad (2.17)$$

$$\omega = \min \left(1, \frac{a_{cr}}{\kappa u_*} \right) \quad (2.18)$$

$$c_l = h_l \frac{g}{u_*^2} \quad (2.19)$$

$$c_{z_0} = z_0^l \frac{g}{u_*^2} \quad (2.20)$$

ここで, c_l , c_{z_0} はサスペンション層と局所 Charnock 係数, h_l はサスペンション層高さ, z_0^l は局所粗度, z_0^ω は大気モデルで計算される粗度, $a_{cr}(= 0.64)$ は Sea Spray の臨界終端速度, ω は Sea Spray の影響を含む関数, z_0^l は Sea Spray の影響がない場合に z_0^ω となる. この式では, 風速が 30m/s 以上で Sea Spray の影響が現れ, C_D は減少傾向となる. Babanin and Makin (2008) は観測結果から突風率を考慮し, 突風率が 0.05 以下となるより安定した条件下に限定した結果から次のバルク式の提案を行なっている.

$$10^3 C_D = 0.96 + 1.92 \cdot 10^{-4} U_{10}^3 \quad (2.21)$$

$$10^3 C_D = 0.96 + 7.83 \cdot 10^{-3} (U_{10}/c_p - 0.78)^3 \quad (2.22)$$

さらに, 2000-05 年にかけて Coupled Boundary Layers Air-Sea Transfer (CBLAST) が行われた. このプロジェクトでは, これまで観測の行われていない高風速時 (u_{10} で 22m/s 以上) の観測に焦点を当てる

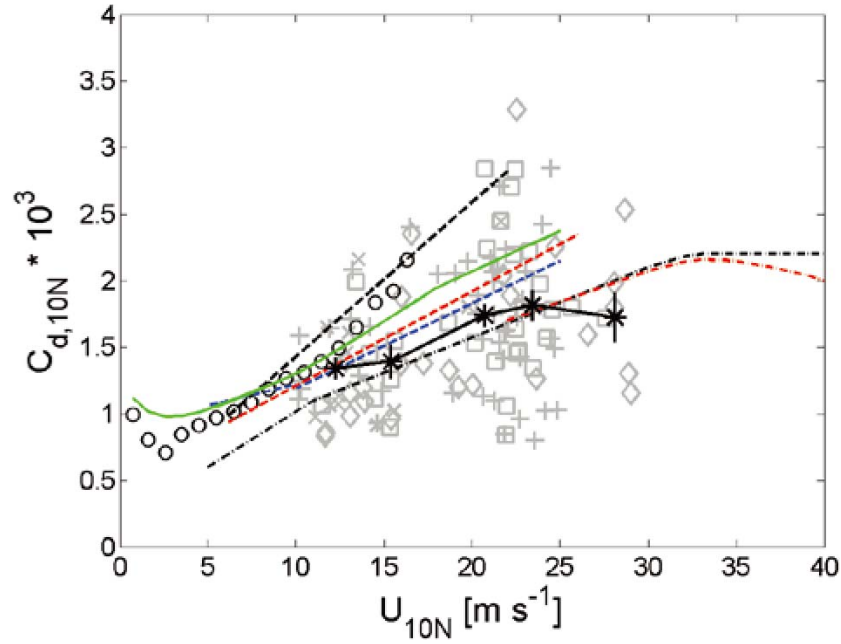


図 2.4 風速と海面抵抗係数の関係(黒実線 : CBLAST(Black et al., 2007) , 黒一点鎖線 : Donelan et al. (2004) , 赤一点鎖線 : Powell et al. (2003) , 青破線 : Smith (1980) と Large and Pond (1981) の平均値 , 赤破線 : Yelland et al. (1998) , 黒破線 : HEXOS(Smith et al., 1992) , 灰円 : CBLAST-Low(Edson et al., 2007)) (Black et al., 2007, Fig. 5)

ため、ハリケーン時の観測をドロップゾンデ、航空機観測や衛星リモートセンシングを組み合わせで行っている。その結果、Black et al. (2007) は図 2.4 の黒実線に示すような高風速時に一定となる分布を得ている。

最近では、Edson et al. (2013) が COARE 3.5 に位置する論文を発表している。観測値として、Marine Boundary Layer (MBL; Hristov et al., 2003) , Riso Air-Sea Experiment (RASEX; Mahrt et al., 1996) , CBLAST-Low (Edson et al., 2007) , CLIVAR Mode Water Dynamic Experiment (CLIMODE; Marshall et al., 2009) の結果を用いている。COARE では、粗度を

$$z_0 = z_0^{smooth} + z_0^{rough} \quad (2.23)$$

に定義している。 z_0^{smooth} は粘性シアによる表面応力の粗度を、 z_0^{rough} は表面の波による実際の粗さによる粗度を示している。これらは γ を滑らかな流れでの粗度レイノルズ数、 ν を粘性、 α を Charnock 係数として

$$z_0^{smooth} = \gamma \frac{\nu}{u_*} \quad (2.24)$$

$$z_0^{rough} = \alpha \frac{u_*^2}{g} \quad (2.25)$$

と表される。ここから Charnock 係数もしくは粗度の風速、波齢、波の状態への依存を整理し、以下の海

面粗度のバルク式を提案している．

$$\alpha = 0.017U_{10} - 0.005 \quad (2.26)$$

$$\alpha = 0.114 \left(\frac{u_*}{c_p} \right)^{0.622} \quad (2.27)$$

$$z_0/H_s = 0.09 \left(\frac{u_*}{c_p} \right)^2 \quad (2.28)$$

式 (2.26) から式 (2.28) のパラメタリゼーションと現地観測結果との比較を行った結果，沖合と浅海域で抵抗係数は異なる分布になること，抵抗係数の波浪依存性は確認できるがバルク式の精度は風速でパラメタリゼーションを行ったものが最も誤差が小さくなることを示した．

2.3 海洋側から見た大気海洋境界に関する研究

海洋表層の乱れエネルギーについては，水面波の砕波を考慮した Craig and Banner (1994) のモデル（以下，CB94 と表記）が有名である．一方，Burchard (2001) は一般化された 2 方程式乱流モデルに砕波による乱流境界層を組み込みその影響を調べている．Burchard のモデルでは，表層のシアは増加するものの，鉛直方向の厚さが変化しないという問題がある．一方，Mellor-Yamada scheme（以下，MY scheme と表記）を用いた表層流の計算は，夏季の成層を再現するには向かないことが指摘されている (Mellor and Blumberg, 2004)．Mellor and Blumberg (2004) は，MY scheme の係数 α, β を波齢関数に置き換えると表層境界層がうまく発達することを示している．

2.3.1 海面粗度のモデル

海洋側から見た海面粗度 z_0^w は，観測ベースでキャリブレーションを確立したモデルは見当たらない．海洋モデルを用いた研究では，モデルの使用者が任意に与えているものがほとんどである．例えば，Burchard (2001) は Charnock (1955) のように摩擦速度の 2 乗に依存する式を適用している．Terray et al. (1996) は，

$$z_0^w = 0.5H_s \quad (2.29)$$

のように波高に比例する式を適用している．また，Jones and Monismith (2008) は，CB94 を用いて，

$$z_0^w = 1.3H_s \quad (2.30)$$

が観測結果と最も良く合うことを示している．

2.3.2 砕波による表面からの乱流エネルギーのモデル

一般的な乱流エネルギー k の方程式は，

$$\frac{\partial k}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial k}{\partial z} \right) = K_q \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \varepsilon \quad (2.31)$$

であり，1 方程式モデルでは，渦粘性係数 K_M および乱流粘性係数 K_q は

$$K_M = c_v^0 k^{1/2} l \quad (2.32)$$

$$K_q = \frac{K_M}{\sigma_q} \quad (2.33)$$

$$l = (c_v^0)^3 \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.34)$$

と表され， σ_q は係数である．ここで， u ， v は水平流速の 2 成分， ε は乱流エネルギー散逸を示す．このときの境界条件は，海面で

$$K_q \frac{\partial u}{\partial z} = u_*^2 \quad (2.35)$$

$$K_q \frac{\partial v}{\partial z} = v_*^2 \quad (2.36)$$

$$K_M \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha(u_*^2 + v_*^2)^{3/2} \quad (2.37)$$

である（底面も k 以外は同じ）．

1 方程式モデルの場合は， l のモデルが重要になり，2 方程式モデルの場合は， ε の境界条件の与え方が重要である．そこで，海洋モデルで用いられる 2 方程式モデルの境界条件に関する既往研究について説明する．

Craig and Banner (1994) 砕波のエネルギーインプットを考慮した最初のモデルは，Craig-Banner のモデル (CB94) である．Craig and Banner (1994) は MY model に，砕波による乱流エネルギー - が摩擦速度の 3 乗に比例すると仮定し，表層混合層に対する砕波の影響を取り込んでいる．Craig and Banner (1994) は，砕波を考慮した境界条件として以下の式を与えた．

$$K_q \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{CB} u_*^3, \quad \text{at } z = 0 \quad (2.38)$$

一方， α_{CB} は経験定数で，CB94 では海の状態に鋭敏ではなく 100 程度の定数で良いとされている．また， $\alpha_{CB} = 0$ とすると Mellor-Yamada model に境界条件が一致する．さらに Craig and Banner (1994) は，壁乱流の混合距離 l を応用し，以下の関係を考えている．

$$\begin{aligned} l &= \kappa(-z + z_0 + h), \quad (h + z_0 - z_0^b)/2 \leq z \leq h \\ &= \kappa(z + z_0^b), \quad 0 \leq z \leq (h + z_0 - z_0^b)/2 \end{aligned} \quad (2.39)$$

ここで， z_0 は海側から見た海面粗度， z_0^b は底面粗度， z は底面を原点に取った鉛直上向き座標である． z_0 について Charnock の関係を仮定して，数値シミュレーションを行った結果，エネルギー散逸率が $\varepsilon \propto z^{-n-1}$ に比例し，観測結果である $\varepsilon \propto z^{-3.4}$ を定性的に説明できることを示している．一方の Terray et al. (1996, 1997) は，観測結果から砕波によるエネルギー散逸率の鉛直分布を波高の関数として以下のような関係を見出している．

$$\frac{\varepsilon z_0}{\alpha u_*^3} = 2.4(1 + z/z_0)^{-3.4} \quad (2.40)$$

この式で見積もられる表層の厚さは，約 2m と外洋では水深に対してかなり薄い．

Terray et al. (2000) Terray et al. (2000, 1997) は、観測結果から砕波によるエネルギー散逸率の鉛直分布を波高の関数として、以下のような関係を見出している。

$$\frac{\varepsilon H_s}{u_*^2 \bar{c}} = 0.3 \left(\frac{z}{H_s} \right)^2 \quad (2.41)$$

ここで \bar{c} は effective phase speed であり、波齢に依存するが、位相速度のほぼ半分である (Terray et al., 1996, Figure 6)。また、無次元化を z_0 ではなく H_s で行っているという特徴がある。式 (2.40) の関係より、砕波が寄与する深さ方向の代表長さ z_b は、

$$\frac{z_b}{H_s} \approx 0.6 \quad (2.42)$$

と推定されている。

さらに Terray et al. (1996, 1997) は、波高と水面近傍の乱れの観測結果から乱流エネルギーと長さスケール (混合距離) l についても

$$q^2/2 = \frac{1}{2} (15.8 \alpha_{CB})^{2/3} u_*^2, \quad (z = 0) \quad (2.43)$$

$$l = \max(kz_0, l_z), \quad (z = 0) \quad (2.44)$$

$$z_0 = 0.85 H_s \quad (2.45)$$

の関係を提案し、この結果は Terray et al. (2000) により一般化され、混合距離 l を CB94 の 2 層から、砕波境界層、風波境界層、底面境界層の 3 層と分ける考え方を提案している。

$$\begin{aligned} l &= \kappa z_0, & h - z_0^s \leq z \leq h \\ &= \kappa(-z + h), & h/2 \leq z \leq h - z_0^s \\ &= \kappa(z + z_0^b), & 0 \leq z \leq h/2 \end{aligned} \quad (2.46)$$

上式では、 $h/2$ から $h - z_0^s$ に遷移層と表層を設けている。この考え方については、Jones and Monismith (2008) が $k - \omega$ モデルを用いて inlet 中の水深数 m の極浅海における観測結果と比較し、適切な z_0 を選ぶことにより ($z_0 = 1.3 H_s$) 砕波境界層の影響を考慮でき、流速だけでなく、エネルギー散逸率についても良好な結果を得ているが、観測による広い範囲の検証は行われていない。上記の表層における砕波を考慮した q, z_w についての境界条件は、Craig-Banner+ 修正された Mellor and Blumberg (2004) の条件として参照される。

CB94 と同じような考え方で、Burchard (2001) は $k - \varepsilon$ モデルに砕波の影響を考慮した式を提案している。

Mellor and Yamada (1982) k や $k - \varepsilon$ モデルとは別に、先に示したように乱流エネルギーとそのスケール、運動量、塩分濃度、温度についての相似性を考慮したモデルとして MY Level 2.5 closure model (Mellor and Yamada, 1982) は有名であり (以下 MY25 model), 乱流エネルギーについては以下のモデルが提案されている。

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + 2K_M S^2 - 2K_H N^2 - 2 \frac{q^3}{B_1 l} \quad (2.47)$$

ここで、 $q^2/2$ は乱流エネルギー、 k, z および t は鉛直座標および時間、 $S^2 = (\partial U / \partial z)^2 + (\partial V / \partial z)^2$, $N^2 = -g \rho_0^{-1} \partial \bar{\rho} / \partial z$, $B_1 = 16.6$, l は特性長さである。MY25 model では、運動量、温度と乱れの間に以下の相似則が成り立つと仮定している。

$$(K_M, K_H, K_q) = l q (S_M, S_H, S_q) \quad (2.48)$$

ここで S_M, S_H は $(\ln/q)^2$ の関数であり, $S_q = 0.41S_H$ を仮定し, 中性の表層では, $(S_M, S_H, S_q) = (0.30, 0.49, 0.20)$ である.

Mellor and Blumberg (2004) では, 上記の乱流モデルに碎波を考慮するため, CB94 と同様に

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} = \frac{\partial k}{\partial t} = 2\alpha_{CB}u_*^3 \quad (z = 0) \quad (2.49)$$

とし, Charnock 係数を Terray et al. (1996) の結果から

$$\alpha_{CB} = 15 \left(\frac{c_p}{u_*} \right) \exp \left[- \left(0.04 \frac{c_p}{u_*} \right)^4 \right] \quad (2.50)$$

として与える考え方を提案している. ここで c_p/u_* は波齢である. 乱れ長さについては

$$l = \max(kz_w, l) \quad (2.51)$$

$$z_w = 0.85H_s \quad (2.52)$$

と与えている.

Feddersen and Trowbridge (2005) Feddersen and Trowbridge (2005) は, 碎波の影響を考慮し, 十分に発達した海面での TKE の境界条件を

$$K_q \frac{\partial k}{\partial z} = \bar{\epsilon}_w \quad (2.53)$$

としている. ここで, $\bar{\epsilon}_w$ は海面での碎波による下向きの乱流フラックスである. 十分に発達した海面では, 風による入力と碎波による散逸が釣り合うと言える. 沖では, $\bar{\epsilon}_w$ が摩擦速度の 3 乗に比例する考え方は良く再現出来ているが, 沿岸域では碎波形式に応じた境界条件の設定が必要である.

Rapp and Melville (1990) は水槽実験から, 波のエネルギーの 30-50% (もしくはそれ以上) のエネルギーは碎波により気泡が水中に混入されるポテンシャル乱流エネルギーとして散逸することを示した. また, Svendsen (1984) は残りの運動エネルギーは roller によって散逸する部分と乱流エネルギーとして水中に拡散すると部分があるとしている. そこで, Feddersen and Trowbridge (2005) は碎波によって 50% はポテンシャル乱流エネルギーとなり, 残りの 50% は roller と乱流エネルギーに二分されることから

$$K_q \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{wdiss} \epsilon_{wdiss} \quad (2.54)$$

$$\alpha_{wdiss} = 0.25 \quad (2.55)$$

を提案している.

第 3 章 現地観測

3.1 現地観測の概要

田辺湾に位置する京都大学田辺中島高潮観測塔において観測を行った（図 3.1(a)）。田辺湾は湾口幅 4.05km，面積 17.95km² の西側に開けた湾で，湾口部周辺の水深は約 30m である．観測塔は田辺湾口の中心付近にある水深 10m の浅瀬の上にある（北緯 33°42'20"，東経 135°20'08"；図 3.1(b)）．白浜田辺観測塔の観測概要図を，図 3.1(c) に示す．観測塔では風速，風向，気温，湿度，水温（5m,10m），日射，大気圧，波高・周期，潮位，海面放射温度の観測が常時行われており，Web 上で 1 時間間隔のデータが提供されている．2009 年から 2012 年の台風期には，海洋中の流速プロファイルを観測するために ADCP（Acoustic Doppler Current Profiler：超音波ドップラー多層流向流速計），水温の鉛直プロファイルを観測するために複数の水温計を追加して行った．また，年によって水温計の数，塩分観測の追加に違いがある．ADCP は水深 0.35m 毎の解像度で観測を行っており，この設定は毎年同じものを用いている．

3.2 観測期間中の台風イベントの概要

3.2.1 2009 年台風 Melor

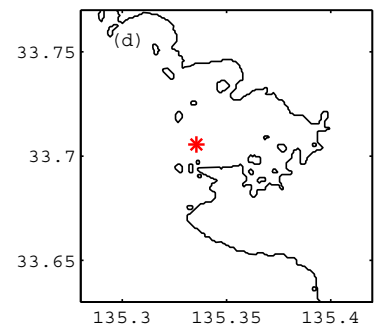
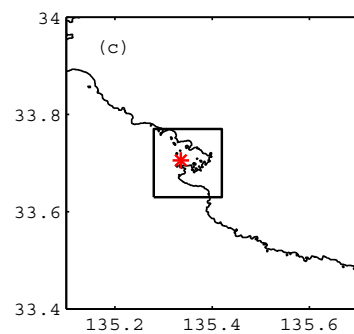
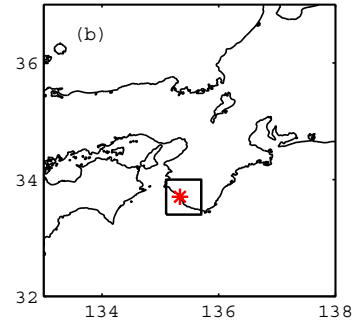
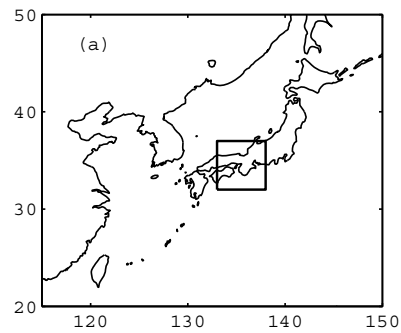
2009 年台風 18 号の Melor が観測塔近くを通過した．台風経路，中心気圧，最大風速を図 3.2(a) に示す．Melor は 9 月 30 日 0 時に発生して，10 月 8 日 12 時に消滅している．中心気圧は日本南方の沖合で 910hPa まで低下し，最大風速は 55m/s を超えた．九州の南側で西北西から北東に進路を変え，紀伊半島に上陸して本州を縦断する経路をとった．観測塔に対して南東方向で再接近しており，可航半円側であった．台風 Melor は愛知で 3m を超す高潮を発生させ，また，和歌山，奈良，三重，愛知にかけて時間雨量 70mm 以上も観測された．それに伴い，死者 5 名を含む人的被害や建物の全壊，浸水が発生した．

3.2.2 2010 年台風 Malou

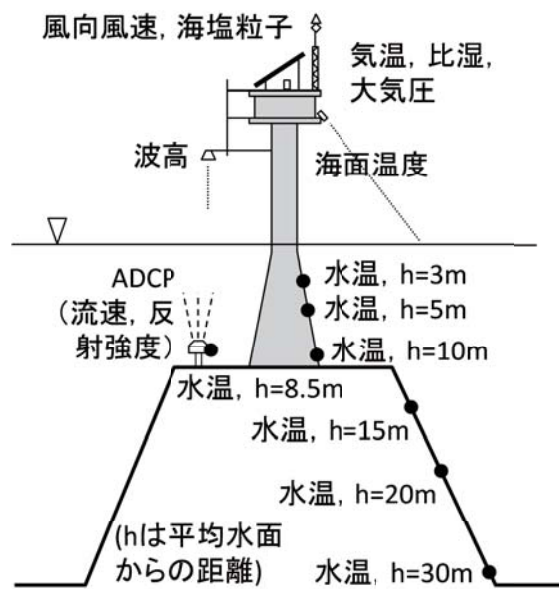
2010 年には台風 9 号の Malou が上陸した．Best Track の台風経路，中心気圧，最大風速を図 3.2(b) に示す．Malou は 9 月 4 日 0 時に発生して，9 月 8 日 3 時に消滅している．勢力は強くなく，中心気圧は 992hPa，最大風速は 25.7m/s である．山陰地方から上陸して東に進路をとっており，観測塔に対しては危険半円側となっているが，中心気圧は 1000hPa に達しており強風もあまりなかった．しかし，山陰から関東に横断する経路をとる際に，経路の両側で多量の降雨をもたらし，各地で 60mm/h 以上の降雨が観測された．



(a) 外観



(b) 位置 (赤色アスタリスク)



(c) 観測概要図

図 3.1 田辺中島高潮観測塔

3.2.3 2011 年台風 Talas

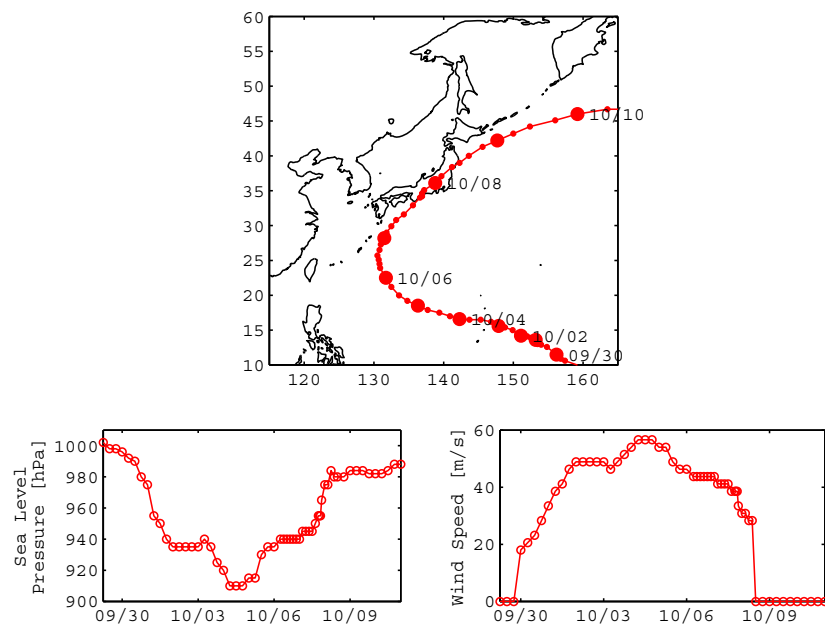
2011 年には台風 12 号の Talas が上陸した。Best Track の台風経路，中心気圧，最大風速を図 3.2(c) に示す。Talas は 8 月 25 日 0 時に発生して，9 月 5 日 6 時に消滅している。日本南方の沖合で中心気圧が 970hPa まで発達した後，勢力を維持したまま四国に上陸している。最大風速は 25.7m/s で，観測塔の西側近くを通過した。Talas は勢力を維持したまま四国，本州に上陸しており，和歌山で 130mm/h を超える降雨が観測された。降雨により多くの人的被害，住宅被害が発生した。

3.2.4 2011 年台風 Roke

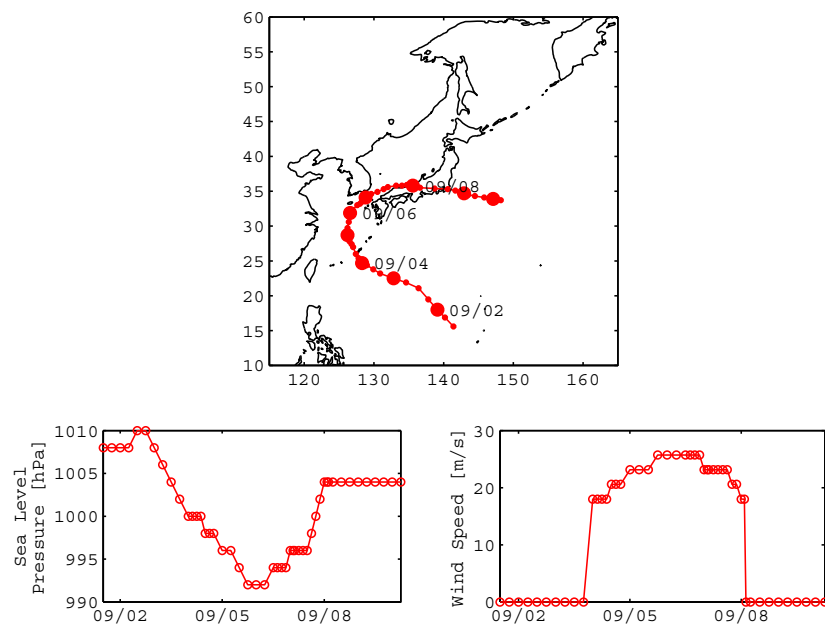
2011 年にはもう一つ台風 15 号の Roke が上陸した。Best Track の台風経路，中心気圧，最大風速を図 3.2(d) に示す。Roke は 9 月 13 日 6 時に発生して，9 月 22 日 6 時に消滅している。日本南方の沖合では複雑な経路をとりながら移動し，九州の南側で 940hPa まで急速に発達した後に移動速度を速めて紀伊半島に上陸している。最大風速は 43.7m/s で，観測塔の東側近くを通過した。本州上陸前後は台風 Melor とほぼ同じ経路をたどっている。太平洋側の沿岸全域で大量の降雨が観測されており，60mm/h 以上を観測した地点は各地に広く分布している。Roke はその低い中心気圧により，強風を伴っていたため強風による被害も多く発生した。

3.2.5 2012 年台風 Jelawat

2012 年には台風 17 号の Jelawat が上陸した。Best Track の台風経路，中心気圧，最大風速を図 3.2(e) に示す。Jelawat は 9 月 20 日 18 時に発生して，10 月 1 日 12 時に消滅している。フィリピンの東側近くで中心気圧が 905hPa まで急速に発達してゆっくりと北上した後に，進路を北東に変えて紀伊半島に上陸している。最大風速は 56.5m/s で，観測塔の南東側近くを通過した。本州上陸前後は台風 Melor や Roke とほぼ同じ経路をたどっている。低緯度で発達し勢力を弱めながら接近，上陸したため，経路周辺域でのみ多量の降雨が観測された。

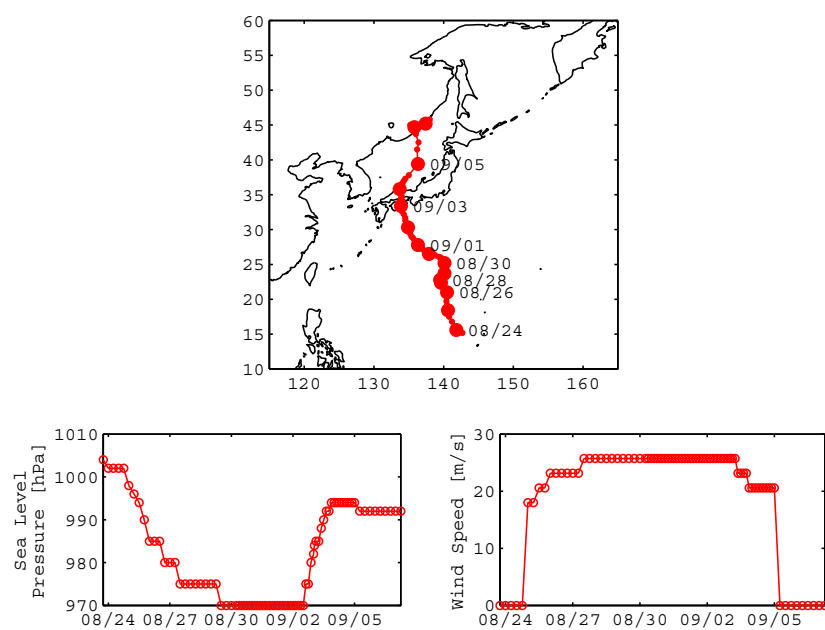


(a) 台風 0918(Melor)

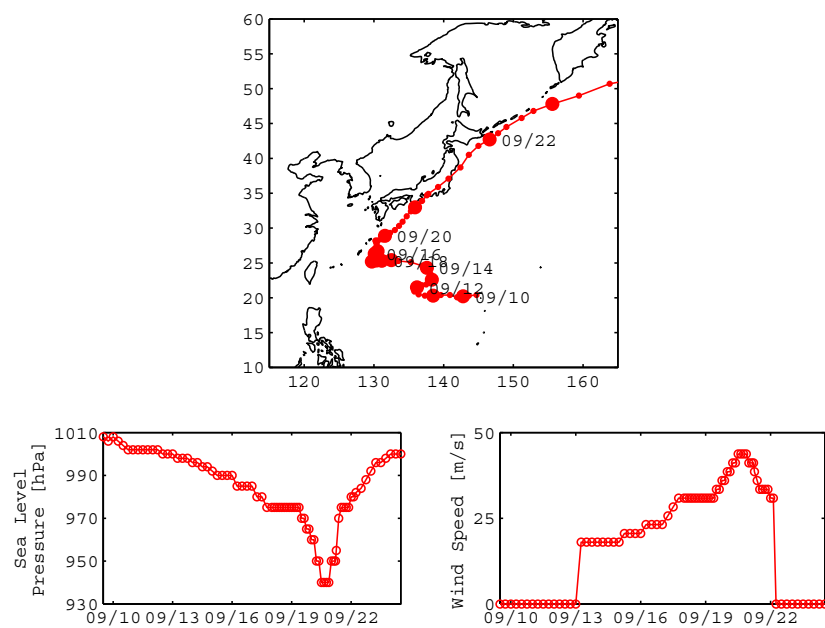


(b) 台風 1009(Malou)

図 3.2 Best Track の台風の経路，中心気圧，最大風速

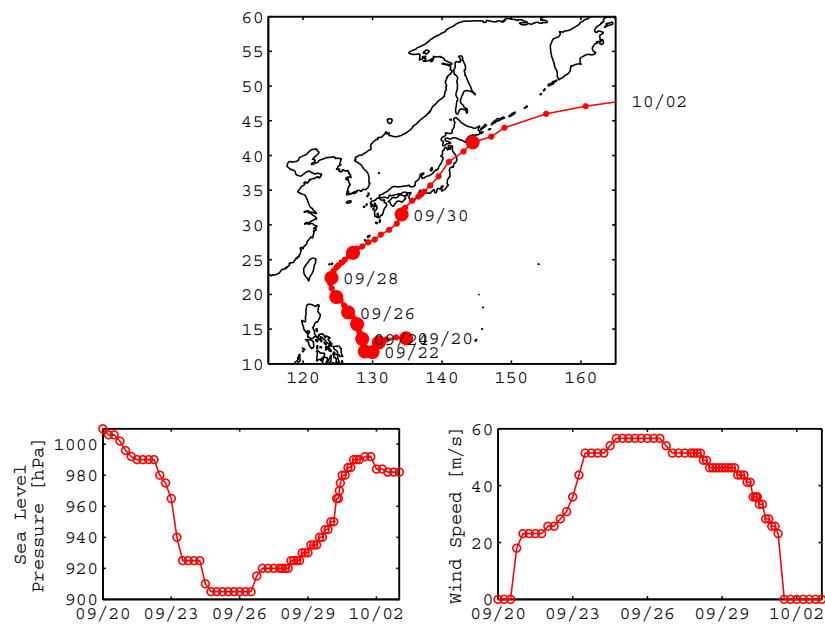


(c) 台風 1112 号 (Talas)



(d) 台風 1115 号 (Roke)

図 3.2 Best Track の台風の経路，中心気圧，最大風速（続き）



(e) 台風 1217 号 (Jelawat)

図 3.2 Best Track の台風の経路，中心気圧，最大風速（続き）

3.3 観測結果

3.3.1 2009 年台風 Melor

2009 年の観測は 9 月 11 日から 10 月 28 日にかけて行われた。観測項目は大気圧、風向・風速、気温、湿度、潮位、波高・周期、流速、水温（水深 3, 5, 8.5, 10, 15, 20, 30m 地点）である。観測期間中に通過した台風 Melor の観測結果についてまとめる。

白浜観測塔における台風 Melor 来襲時の気圧、風速、風向、潮位の時間変化を図 3.3(a) に示す。上から順に大気圧、風速、風向、潮位を示し、時間は UTC で表記している。潮位の水色実線は Nao99 Matsumoto et al. (2000) から算出された天文潮位を示す。最接近に向けて大気圧は徐々に低下しており、10 月 8 日 2 時に 970hPa を記録している。風速の時間変化は、気圧が下がるにつれて風速は増加していき、気圧が最小を迎えた直後に 30m/s の最大風速を示した。風向は台風が観測塔の南東で最接近することから、台風の通過に伴って東風から北風、西風へと風向が変化している。観測塔が沖合に位置しているため、台風再接近前後で 20cm 程度の高潮を観測している。1000hPa を基準として台風による気圧低下が 30hPa なので、気圧低下に伴う高潮であることがわかる。図 3.3(b) に気温、湿度の時間変化を示す。気温と湿度にマイナスの相関があり、台風再接近時に気温が約 2℃ 上昇している。逆に湿度は約 15% 低下している。

平均波高、平均周期の時間変化を図 3.3(c) に示す。台風再接近時に波高のピークを示し、同時に周期が急激に短くなっている。これは、10 月 7 日 2 時前後の 1 つ目の波高のピークでは周期の長い波が観測されていることから、台風再接近前には遠方からのうねりを観測しているためと考えられる。図 3.3(d) に流速の時間変化を示す。上段が東西流速を、中段が南北流速を、下段が鉛直流速を示している。東西、南北流速は台風再接近時にそれぞれ 0.2m/s 程度の流速を持ち、他の時間帯では南北流速はほとんどなく、東西成分がやや卓越して 0.05m/s 程度の流速を持つことがわかる。鉛直流速は波高が大きくなる時間帯に大きな流速を示す傾向があり、ほぼ下降流の成分で占められている。

水温の時間変化を図 3.3(e) に示す。青色が水深 3m、緑色が 5m、赤色が 8.5m、水色が 10m、紫色が 15m、黄色が 20m、茶色が 30m の観測結果を示す。気温が約 22℃ と低かったため、台風来襲前の水温は表層で低くなっており、水温躍層はすでに見られない。波高の大きなうねりが観測される 10 月 7 日 0 時頃から表層の低水温が弱まり、台風再接近時には全層にわたってよく攪拌されて、水温はほぼ一様となっている。その後、約 12 時間後から徐々に表層、中層、底層で水温がバラつき始め、台風来襲前に比べて約 1℃ の水温低下となっている。

3.3.2 2010 年台風 Malou

2010 年の観測は 8 月 30 日から 10 月 18 日にかけて行われた。観測項目は大気圧、風向・風速、気温、湿度、潮位、波高・周期、流速、水温（水深 3, 11, 15, 20, 25, 30m 地点）である。観測期間中に日本に接近した台風 Malou の結果についてまとめる。

図 3.4(a) に台風 Malou 接近時の気圧、風速、風向、潮位の時間変化を示す。台風 Malou は 9 月 8 日の 0 時頃観測塔に再接近しているが勢力はすでに弱くなっていたこと、九州の西側を周り、日本海側を通過したことから、白浜観測塔ではその影響があまり現れていない。風速は 14m/s の南風が吹き、台風通過に伴って南風から西風に風向を変えている。潮位変化は天文潮位と差がなかった。気温、湿度の時間変

化を図 3.4(b) に示す。気温は約 29℃、湿度は約 70% で安定していた。

平均波高と平均周期の時間変化を図 3.4(c) に示す。9 月 6 日 2 時頃に平均波高 0.45m のやや周期の長い波が観測されている。9 月 7 日 22 時には平均波高 0.57m の波が観測されている。図 3.4(d) に流速の時間変化を示す。上段が東西流速、中段が南北流速、下段が鉛直流速を示す。水平流速成分はどちらも 0.1m/s 以下で、鉛直成分は 0.01m/s 以下の下降流がほとんどだった。図 3.4(e) に水温の時間変化を示す。ここで、青色が水深 3m、緑色が 11m、赤色が 15m、水色が 20m、紫色が 25m、黄色が 30m の結果を示す。表層で高温、底層で低温の傾向は変わらないが、台風接近時には水深 20m までの範囲で水温勾配がなくなっている。再接近後、約 12 時間で水温の鉛直勾配は接近前の状態に戻った。

3.3.3 2011 年台風 Talas

2011 年の観測は 8 月 31 日から 10 月 11 日にかけて行われた。観測項目は大気圧、風向・風速、気温、湿度、潮位、波高・周期、流速、水温（水深 3, 5, 8.5, 10, 15, 20, 30m 地点）、電気伝導度（水深 10m 地点）である。観測期間中に日本に接近した台風 Talas の結果についてまとめる。

白浜観測塔における台風 Talas 接近時の気圧、風速、風向、潮位の時間変化を図 3.5(a) に示す。台風 Talas は移動速度が遅いため、気圧はゆっくりと下降、上昇し 9 月 2 日 10 時に最小となった。風速は再接近から 12 時間遅れて 23m/s を記録している。風向は観測塔の西側を通過したため、台風通過前後では東風から南風にゆっくりと変化している。潮位偏差は最大で約 30cm となり、高潮は 9 月 2 日 0 時から 9 月 3 日 16 時まで観測された。図 3.5(b) に気温、湿度の時間変化を示す。気温は台風通過前後で大きな変化はなく、9 月 3 日の気温上昇がなかった。湿度は台風の移動に伴って、70% から 90% まで徐々に上昇していった。図 3.5(c) に平均波高と平均周期の時間変化を示す。台風再接近前から周期 8 秒以上のうねりを観測しており、台風通過後の 9 月 3 日 0 時頃まで続いている。波高はあまり高くないが、うねりが再接近後も続いていることが特徴的である。

流速の時間変化を図 3.5(d) に示す。上段が東西流速を、中段が南北流速を、下段が鉛直流速を示す。東西流速、南北流速の時間変化から、台風接近前の 9 月 1 日は北向きから時計回りに流向が変化している。再接近時には西向きに表層で 0.3m/s の流速があり、その後北向きから北西向きの流向を維持している。最大風速を示した 9 月 3 日 2 時には北西向きの流れが水深 10m 程度まで分布している。図 3.5(e) に水温と電気伝導度の時間変化を示す。水温変化は青色が 3m、黄色が 10m、緑色が 15m、赤色が 20m、水色が 25m、紫色が 30m を示し、電気伝導度は水深 10m の結果である。台風接近前の気温分布は表層で高く、底層で低くなっている。うねりの波高が小さいため、台風再接近以降での鉛直混合が盛んで、最大風速を記録してから約 12 時間後まで一様な水温分布となっている。9 月 4 日 0 時以降で河川流出の影響と思われる水温低下が表層で生じている。河川流出の影響は水深 10m でも見られるが、塩分の違いから大半は表層付近に集中して水温低下を起こしたものと考えられる。

3.3.4 2011 年台風 Roke

観測項目は Talas と同様である。観測期間中に日本に接近した台風 Roke の結果についてまとめる。

白浜観測塔における台風 Roke 接近時の気圧、風速、風向、潮位の時間変化を図 3.6(a) に示す。気圧は 9 月 21 日 0 時に最小となり 978hPa を示し、その時の風速は 21m/s であった。台風 Roke は台風 Melor 同様に観測塔の南東で再接近しているため、再接近時の風向の変化は南東から東、北風と順に変化してい

る．潮位変化は再接近時で約 40cm あり，気圧による潮位偏差を大きく上回っている．図 3.6(b) に気温，湿度の時間変化を示す．台風通過前は気温が約 26℃，湿度が約 75% であったのに対して，通過後は気温が 22℃ まで低下し，湿度は 60% まで低下後に 75% まで戻るものの更に低下して 50% ほどになっている．

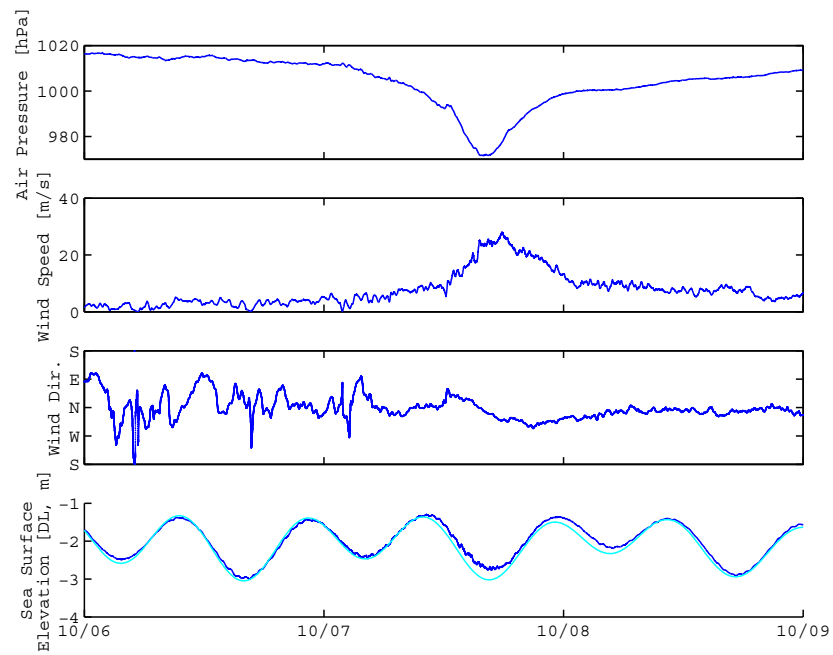
平均波高，平均周期の時間変化を図 3.6(c) に示す．波高のピークは再接近前で，同時に周期がやや大きくなっている．波高のピーク以前は風向が安定しているため，長いフェッチを持つ波が到達してピーク波高を観測したものとかんがえられる．図 3.6(d) に流速の時間変化を示す．上段が東西流速を，中段が南北流速を，下段が鉛直流速である．東西流速は再接近時に表層付近で約 0.3m/s の西向きの流速を持ち，南北流速は再接近の前後で北向きから南向きに転じている．鉛直流速は再接近前に表層部で下降流，上昇流と時間的に変動する様子が見られた．図 3.6(e) に水温と電気伝導度の時間変化を示す．水温変化は青色が 3m，黄色が 10m，緑色が 15m，赤色が 20m，水色が 25m，紫色が 30m を示し，電気伝導度は水深 10m の結果である．台風接近前はあまり差はないが表層で水温が高く，底層で低い分布となっている．波高が大きくなり，強い鉛直流速が見られるようになる 9 月 20 日 0 時以降は鉛直混合が活発になり全層がほぼ均一な水温になっている．台風通過後の 9 月 21 日 20 時以降では河川からの雨水流出の影響により，水深 10m までの水温低下と電気伝導度の低下があったと考えられる．

3.3.5 2012 年台風 Jelawat

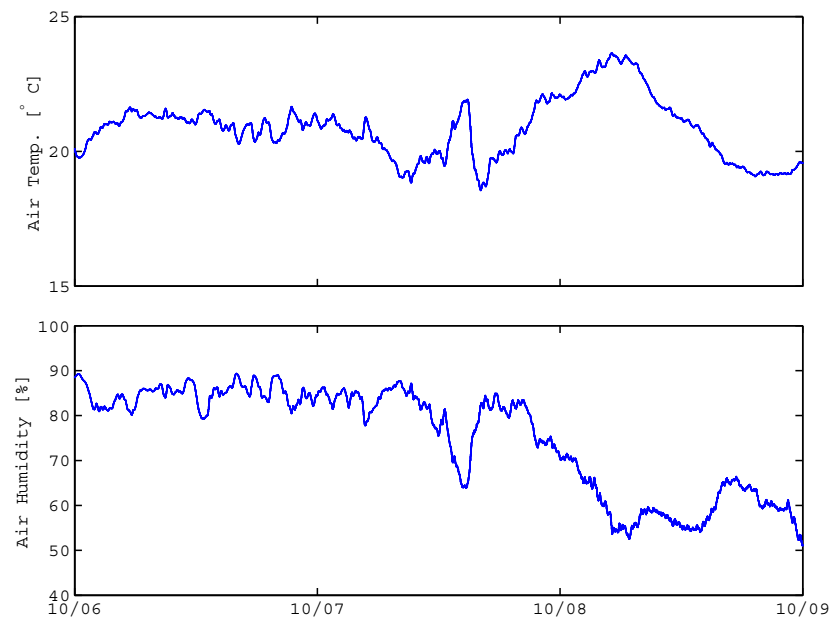
2012 年の観測は 9 月 7 日から 10 月 22 日にかけて行われた．観測項目は大気圧，風向・風速，気温，湿度，潮位，波高・周期，流速，水温（水深 3 から 10m の 1m 毎，15，20，30m 地点）である．観測期間中に日本に接近した台風 Jelawat の結果についてまとめる．

白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の気圧，風速，風向，潮位の時間変化を図 3.7(a) に示す．台風 Jelawat は移動速度が速かったため，気圧は 9 月 30 日 0 時から急激に低下して 5 時に最小となった．風速は最小気圧と同時刻に最大となり風速 24m/s であった．台風が南東で再接近していることから，風向は南風から北風まで反時計周りに急速に向きを変えている．高潮は最大で 40cm で，9 月 30 日 0 時に始まり 12 時には天文潮位との差がなくなっている．図 3.7(b) に気温と湿度の時間変化を示す．台風再接近の前後 6 時間で昼の気温上昇がなく，湿度が急激に上昇しているが，他の時刻においては台風の影響をあまり受けていない．

図 3.7(c) に平均波高，平均周期の時間変化を示す．台風再接近時にはうねりを伴った 3m を超える波高を観測している．波は台風の移動とほぼ一致しており，台風の通過時だけ大きな波高が観測された．図 3.7(d) に流速の時間変化を示す．上段が東西流速を，中段が南北流速を，下段が鉛直流速である．東西流速は台風再接近直後に 0.14m/s の流速を観測しているが，台風通過に際してもあまり変化がなく安定している．南北流速は台風再接近時に 0.2m/s を超える流速を表層付近で観測されており，同時に上昇流が観測された．図 3.7(e) に水温の時間変化を示す．寒色から暖色にかけて水深が大きい位置の水温を示している．台風通過前から水温はほぼ均一な状態で，台風通過に伴う降雨で表層 5m までの水温の低下が観測されたが，約 6 時間で影響が見られなくなった．底層では，台風通過前後で 1℃ 以上水温が低下している．これは，底層ほど水温低下が大きいことから，周囲のより深い場所から低水温水塊が移流したものと考えられる．

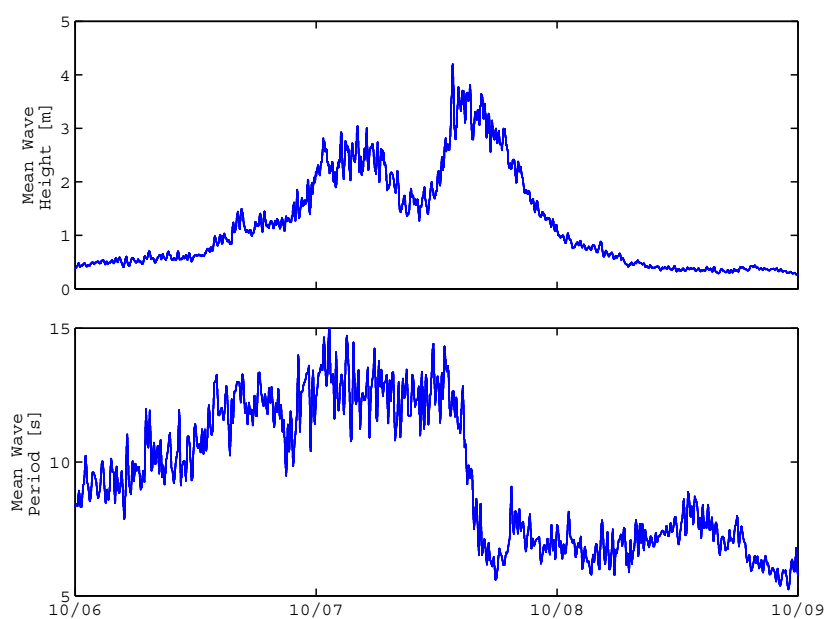


(a) 気圧，風速，風向，潮位

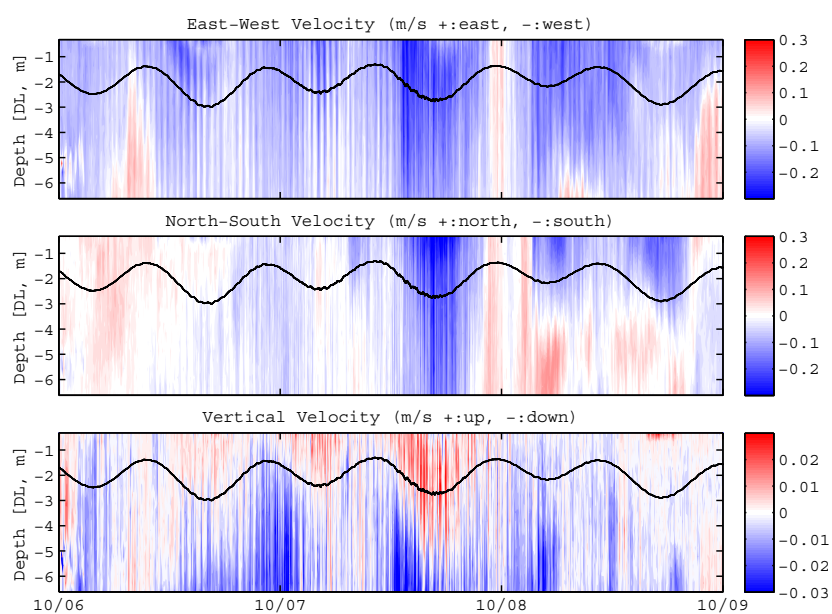


(b) 気温，湿度

図 3.3 白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果

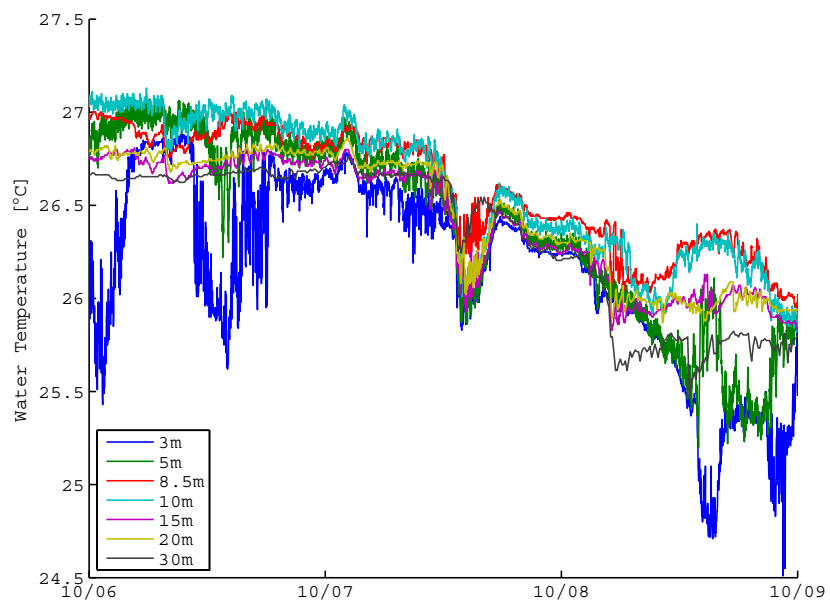


(c) 平均波高, 平均周期



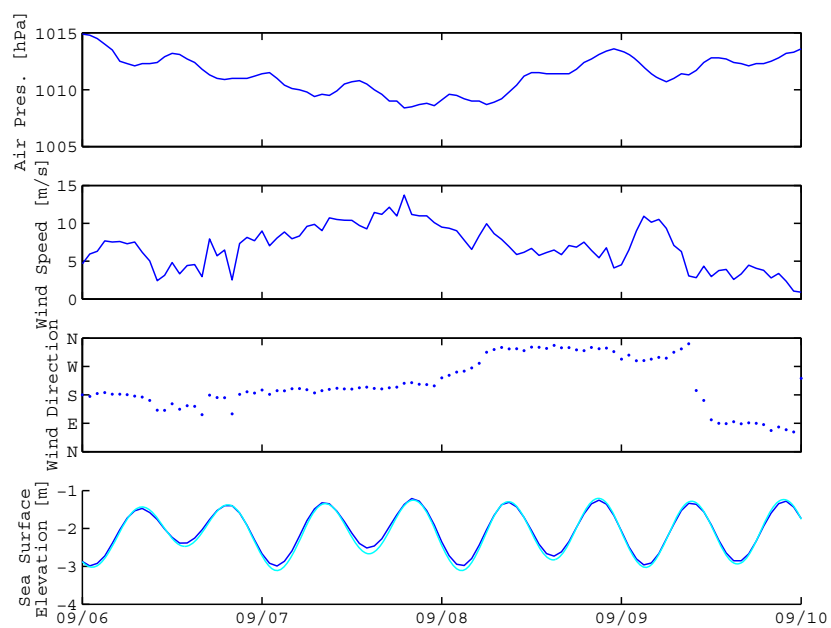
(d) 流速 (上段: 東西流速, 中段: 南北流速, 下段: 鉛直流速)

図 3.3 白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果 (続き)

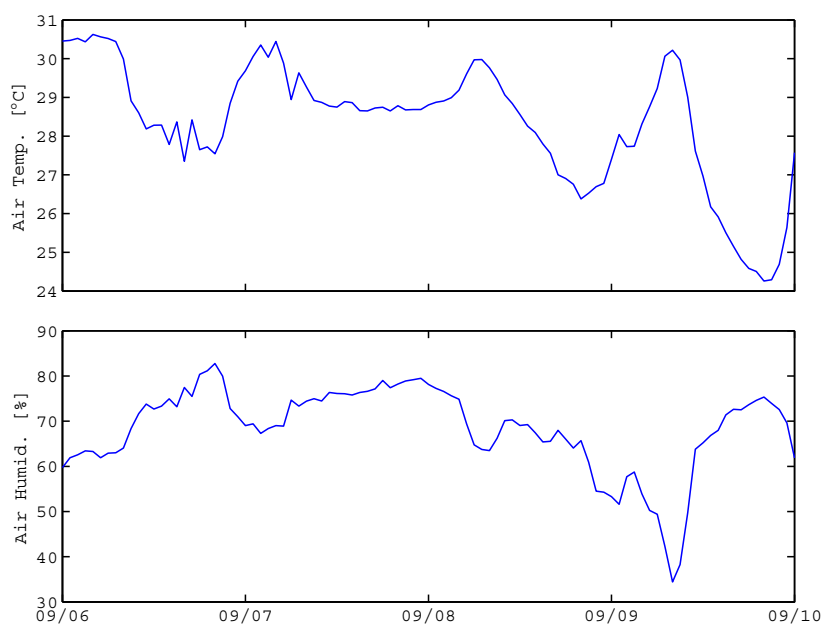


(e) 水温（青色：3m，緑色：5m，赤色：8.5m，水色：10m，紫色：15m，黄色：20m，茶色：30m）

図 3.3 白浜観測塔における台風 Melor 接近時の観測結果（続き）

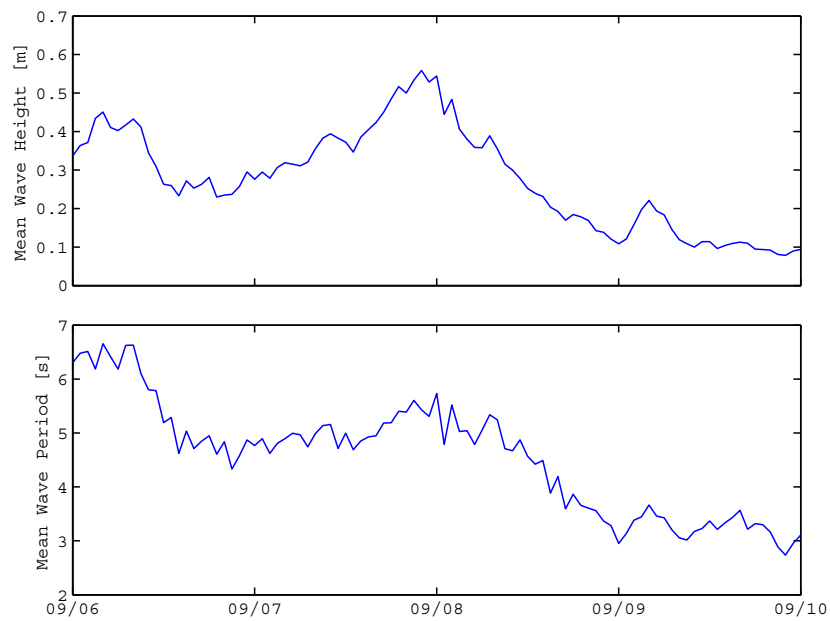


(a) 気圧, 風速, 風向, 潮位

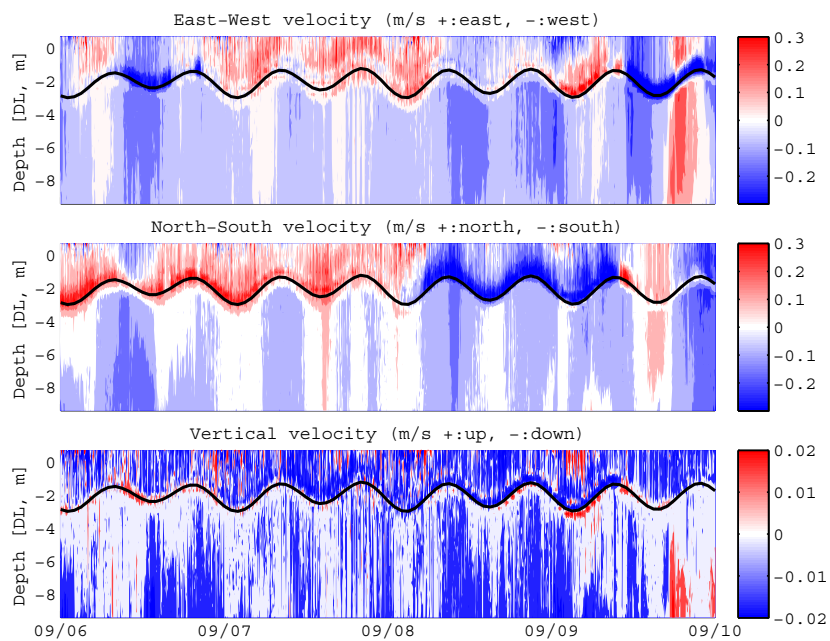


(b) 気温, 湿度

図 3.4 白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果

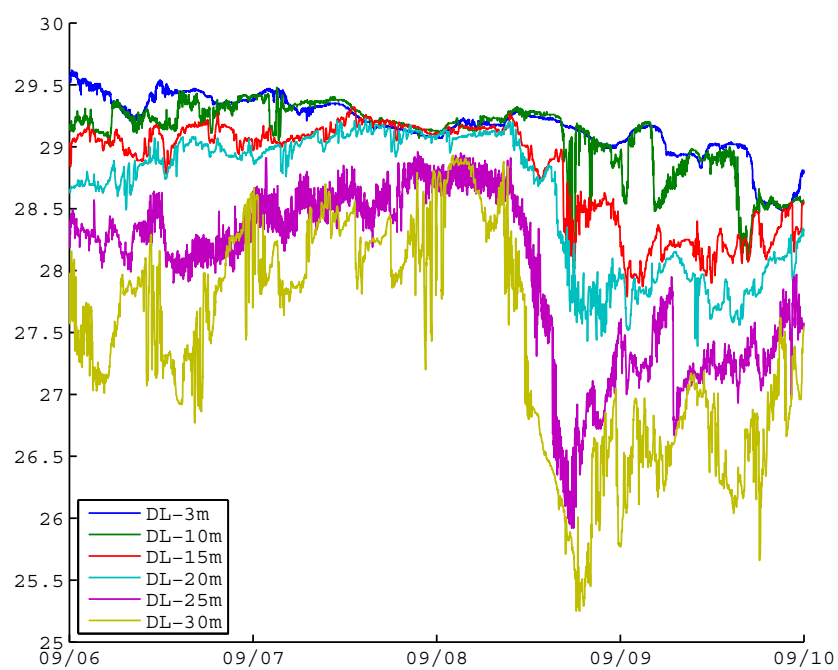


(c) 平均波高，平均周期



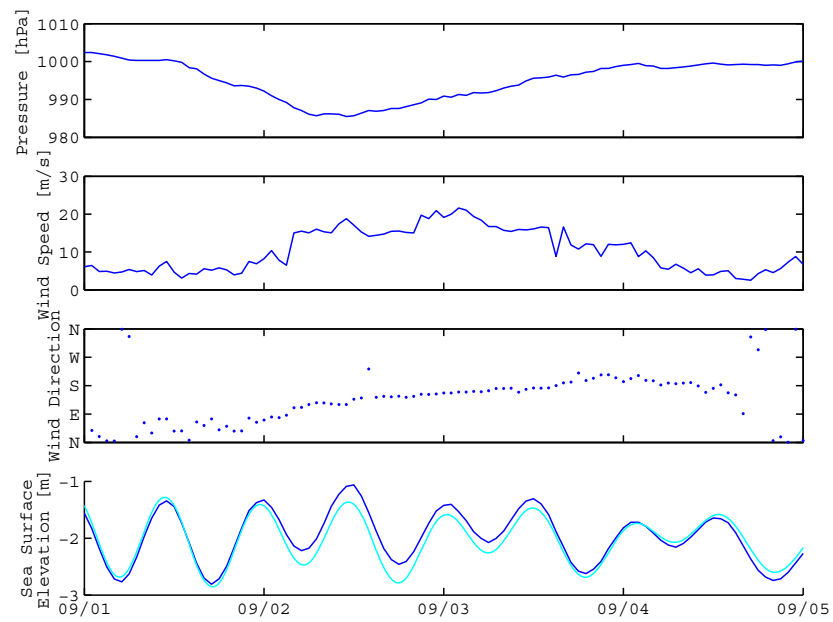
(d) 流速（上段：東西流速，中段：南北流速，下段：鉛直流速）

図 3.4 白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果（続き）

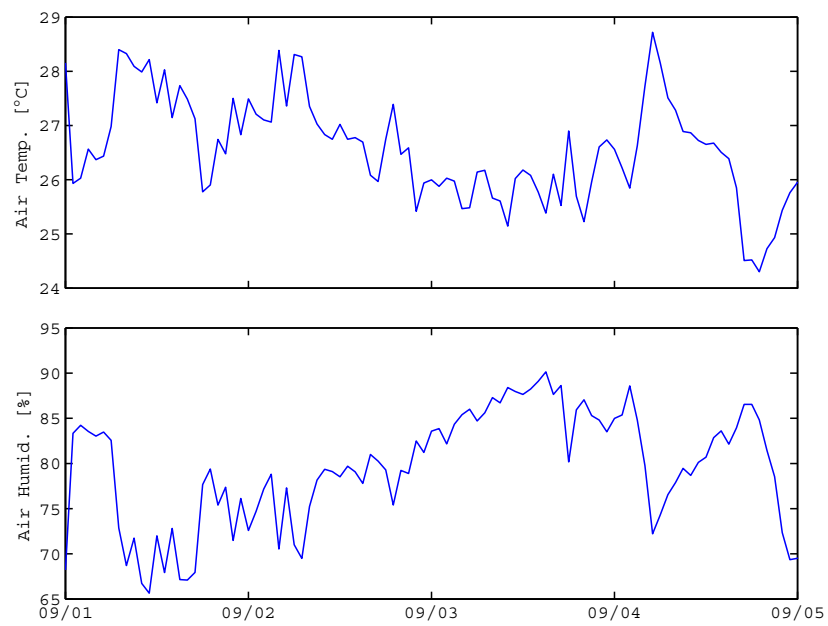


(e) 水温 (青色：3m，緑色：11m，赤色：15m，水色：20m，紫色：25m，黄色：30m)

図 3.4 白浜観測塔における台風 Malou 接近時の観測結果 (続き)

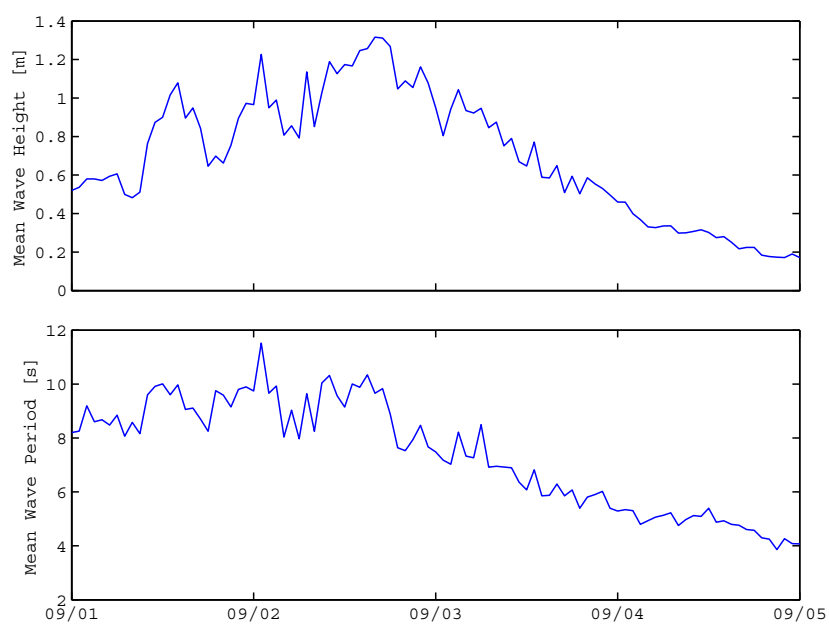


(a) 気圧，風速，風向，潮位

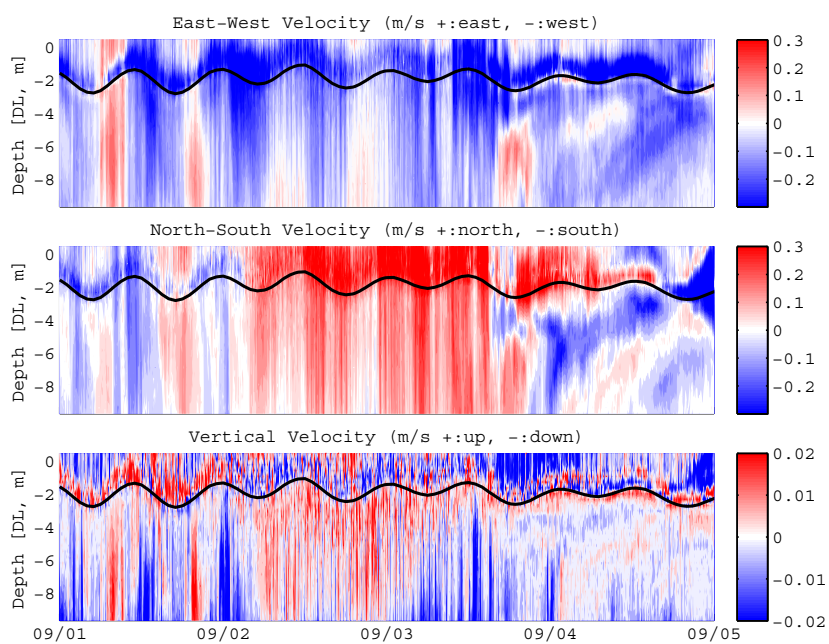


(b) 気温，湿度

図 3.5 白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果

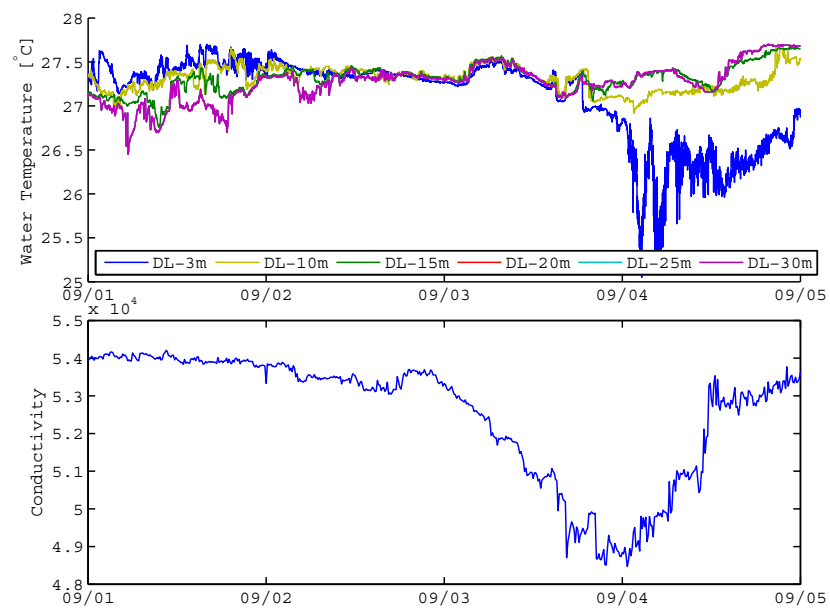


(c) 平均波高, 平均周期



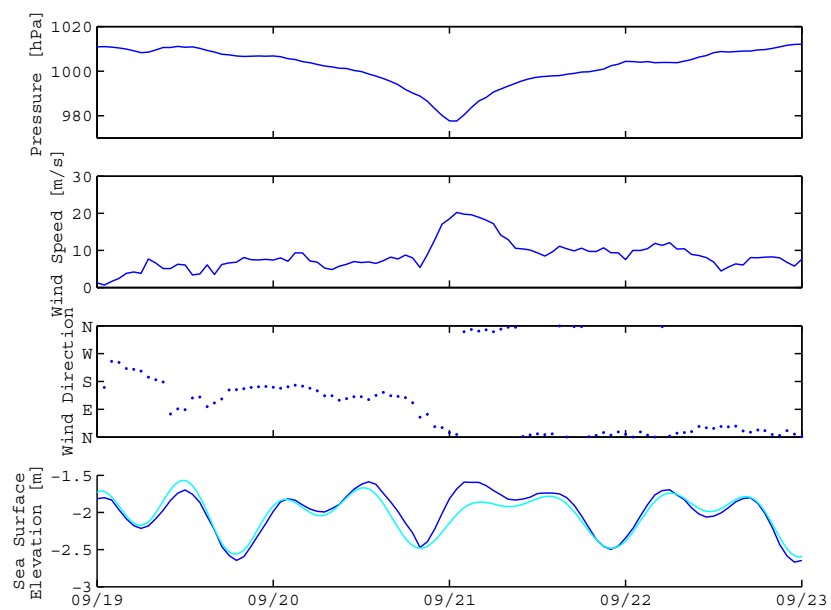
(d) 流速 (上段: 東西流速, 中段: 南北流速, 下段: 鉛直流速)

図 3.5 白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果 (続き)

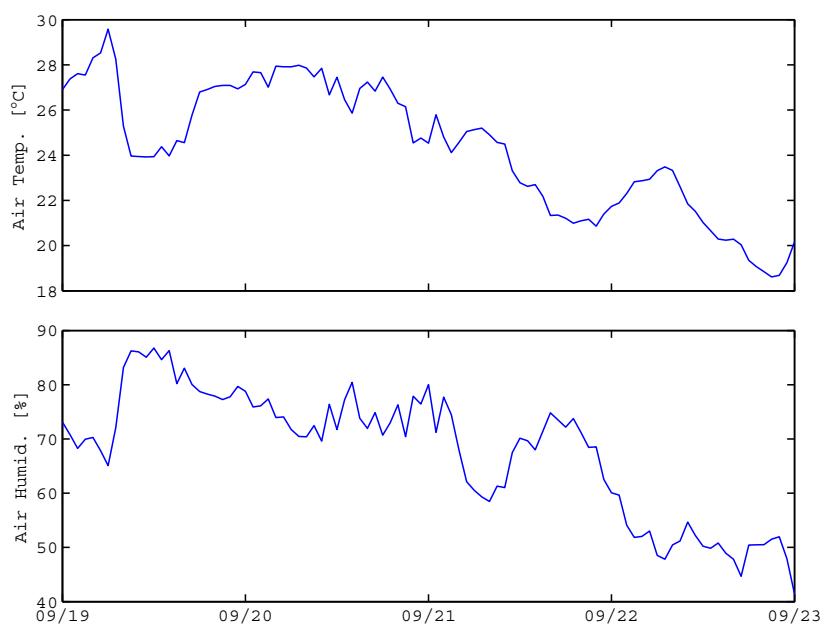


(e) 水温 (青色: 3m, 黄色: 10m, 緑色: 15m, 赤色: 20m, 水色: 25m, 紫色: 30m)

図 3.5 白浜観測塔における台風 Talas 接近時の観測結果 (続き)

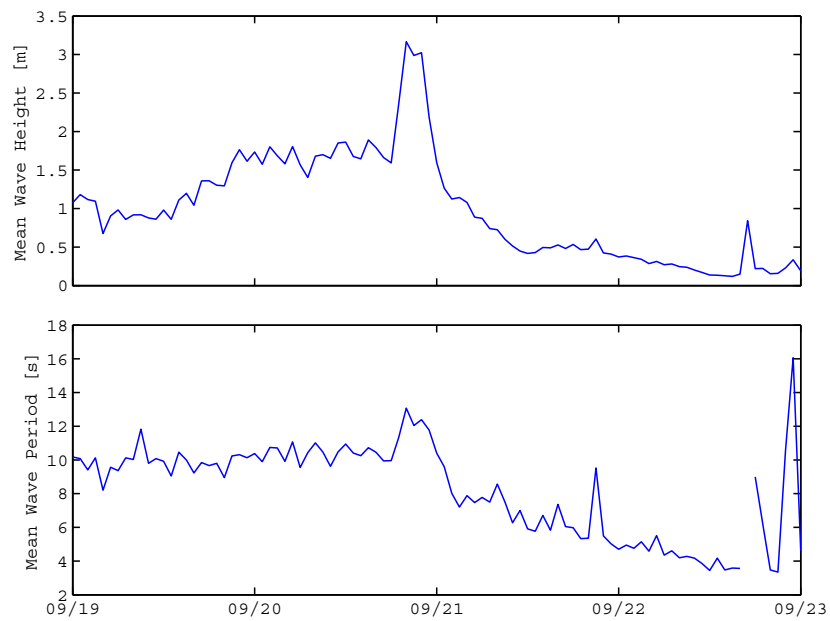


(a) 気圧，風速，風向，潮位

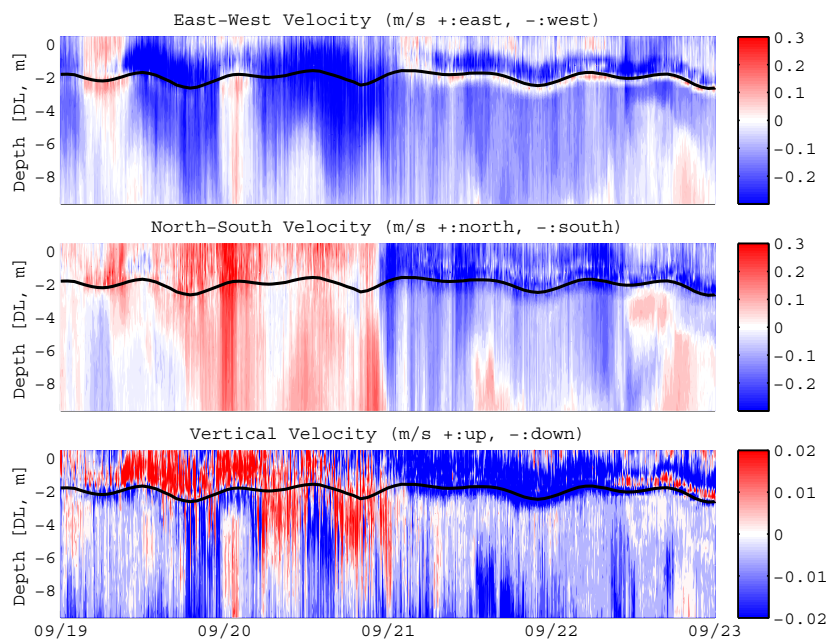


(b) 気温，湿度

図 3.6 白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果

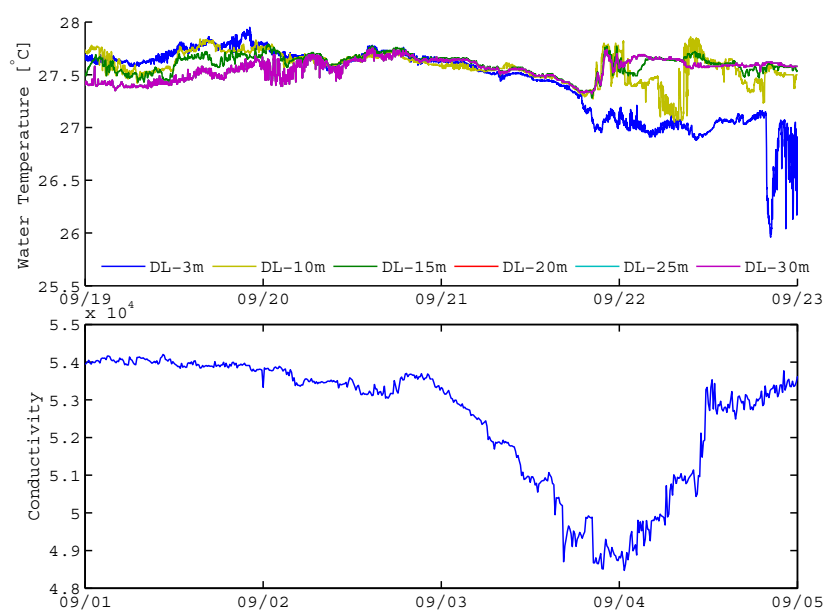


(c) 平均波高，平均周期



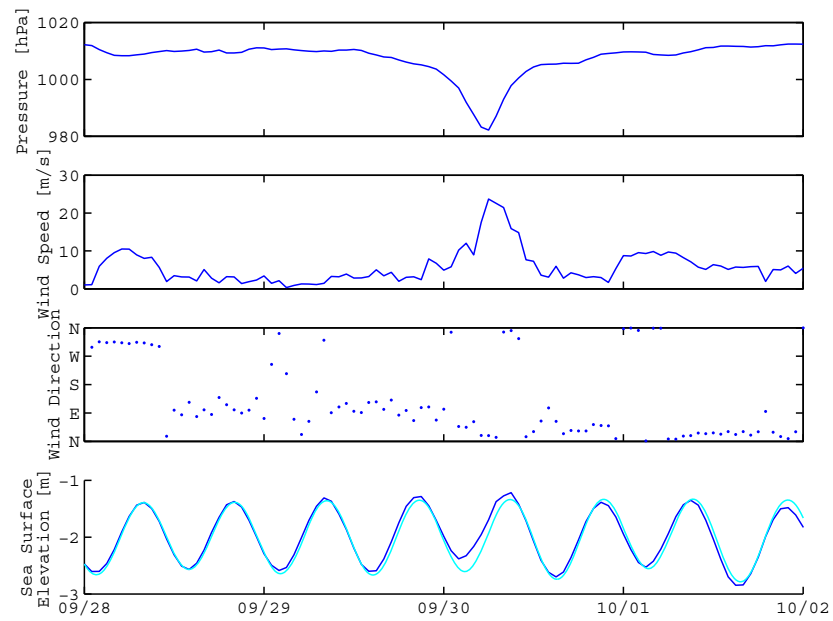
(d) 流速（上段：東西流速，中段：南北流速，下段：鉛直流速）

図 3.6 白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果（続き）

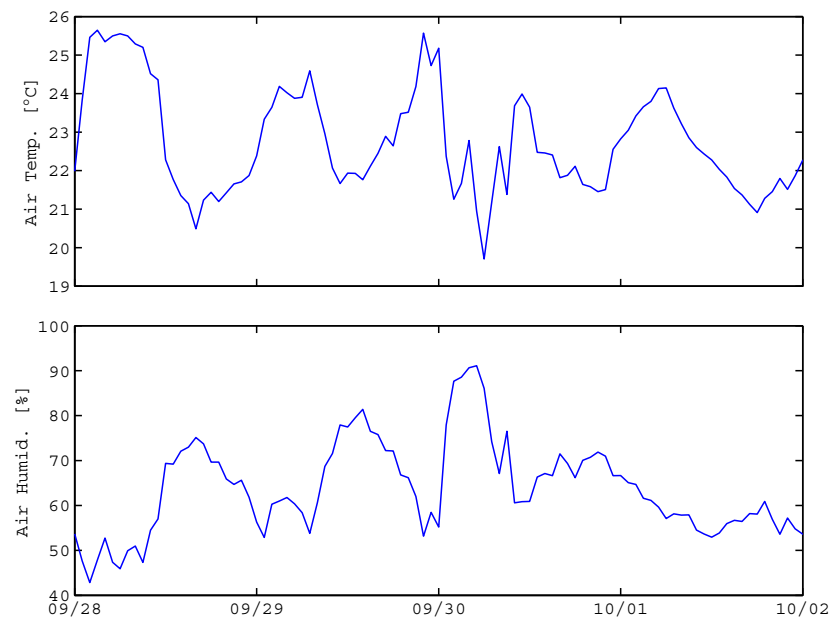


(e) 水温，水深 10m の電気伝導度（青色：3m，黄色：10m，緑色：15m，赤色：20m，水色：25m，紫色：30m）

図 3.6 白浜観測塔における台風 Roke 接近時の観測結果（続き）

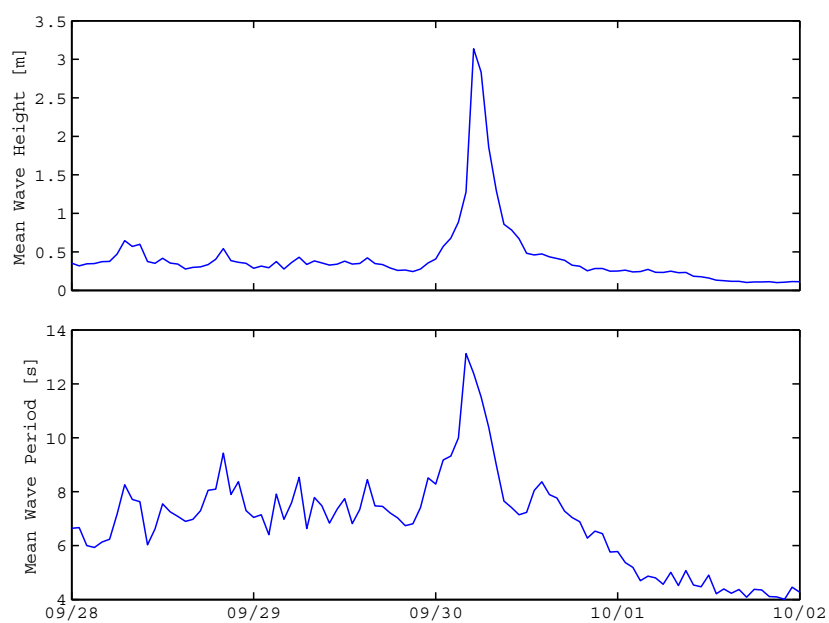


(a) 気圧，風速，風向，潮位

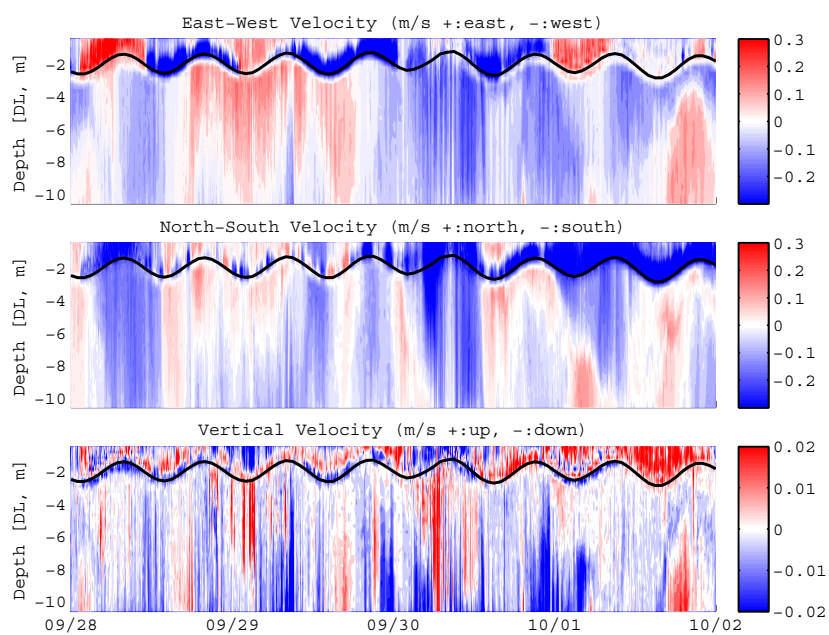


(b) 気温，湿度

図 3.7 白浜観測塔における台風Jelawat 接近時の観測結果

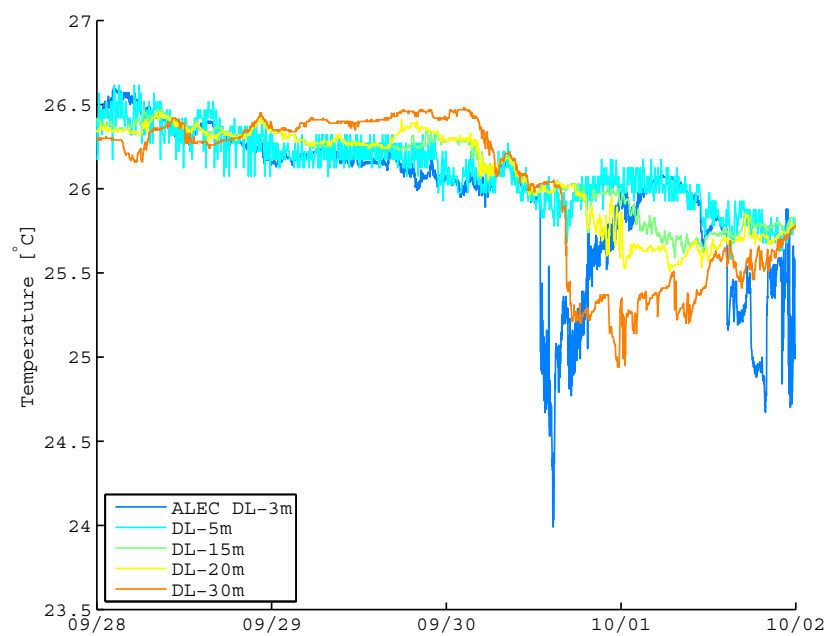


(c) 平均波高，平均周期



(d) 流速（上段：東西流速，中段：南北流速，下段：鉛直流速）

図 3.7 白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の観測結果（続き）



(e) 水温

図 3.7 白浜観測塔における台風 Jelawat 接近時の観測結果 (続き)

第 4 章 数値モデル概要

本研究では、大気海洋波浪結合モデルを用いる。これらの数値モデルはオープンソースのモデルを組み合わせたモデルとなっている。本章では、本研究で用いる海洋モデル、気象モデル、波浪モデル、そしてモデルの結合について説明する。

4.1 準 3 次元海洋モデル

本研究では、海洋中の流れや水温や塩分などのスカラー量の輸送を解くために海洋モデル Regional Ocean Modeling System (ROMS; Shchepetkin and McWilliams, 2005) を用いる。ROMS は、Boussinesq 近似、静水圧近似を仮定したプリミティブ方程式による準 3 次元海洋モデルである。ROMS では種々の差分方法・物理モデルおよび境界条件の計算コードがモジュール化されて用意されているため、それらを選択し組み合わせることによって、必要なアルゴリズムや対象とする場所の地形等の諸条件に適合させることが可能である。現在では、高次の移流スキームや圧力勾配アルゴリズム、サブグリッドスケールの物理現象のパラメーター化、海面・中層・海底の境界層、低次の生態系モデル、境界条件、データ同化などが取り扱えるように拡張されている（例えば、Hedstrom (1997); Haidvogel et al. (2008); Moore et al. (2011); Uchiyama et al. (2010)）。鉛直座標には地形に沿ったシグマ座標系が採用されている (Song and Haidvogel, 1994)。シグマ座標系では、海底地形の取り扱いを容易にし、河口などの複雑な海底地形をより自然に表現すること、表層の温度躍層や境界層などの注目する現象に応じて、任意の解像度を適切に設定することが可能である。水平座標では、直行曲線座標や球面座標を扱うことができる。

4.1.1 準 3 次元海洋モデルの基礎方程式

ROMS のデカルト座標系での運動方程式は、以下に示す式 (4.1)～式 (4.6) である。水平方向の運動方程式は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla u + f_v - \frac{\partial \phi}{\partial x} + F_u + D_u \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla v + f_u - \frac{\partial \phi}{\partial y} + F_v + D_v \quad (4.2)$$

で表される。ここで、 u, v, w は x, y, z 方向の流速成分、 $\vec{v} = (u, v)$ は水平方向の流速ベクトル、 t は時間、 f はコリオリパラメータ、 ϕ は圧力、 F_u, F_v は x, y 方向の外力項、 D_u, D_v は x, y 方向の拡散項を表す。静水圧近似の仮定の下では、鉛直方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\rho g}{\rho_0} \quad (4.3)$$

ここで、 ρ は密度、 ρ_0 は鉛直平均密度、 g は重力加速度を示す。また、一般に非圧縮性流体の連続方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

で与えられる。温度や塩分などのスカラー量については、次の移流拡散方程式が用いられる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla C = -\frac{\partial}{\partial z} \left(C \bar{w}' - \nu_\theta \frac{\partial C}{\partial z} \right) + F_C + D_C \quad (4.5)$$

ここで、 C はスカラー量、 F_C はスカラー量のソース項、 D_C はスカラー量の拡散項を表す。与えられた温位 T 、塩分 S 、圧力 P により、状態方程式は次式で与えられる。

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (4.6)$$

ここで、 P は全圧力を表す。温位 T と塩分 S の時間変化は、移流拡散方程式に基づいて決定される。ブジネスク近似において、運動方程式中の密度変化は、鉛直方向の運動方程式の浮力に寄与する成分以外は省略される。また、静水圧近似の下では、水面勾配と鉛直方向の圧力勾配は浮力に依存すると仮定される。レイノルズ応力及び乱流フラックスは、次式で定義される。

$$u \bar{w}' = -K_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.7)$$

$$v \bar{w}' = -K_M \frac{\partial v}{\partial z} \quad (4.8)$$

$$C \bar{w}' = -K_C \frac{\partial C}{\partial z} \quad (4.9)$$

ここで、式中の変数、定数をまとめると表 4.1 に示すようになる。

4.1.2 海洋モデルにおける海面および海底境界条件

ROMS では、水位は水平座標および時間を次元にもつ変数 $\zeta(x, y, t)$ で表され、地形は変数 $h(x, y)$ で表される。水面および底面における鉛直方向の境界条件は、風速・ z 方向の流速 w ・温度や塩分といったスカラー量に対して与えられる。水面 ($z = \zeta$) および底面 ($z = -h$) における境界条件は以下のように与えられる。

- 水面 ($z = \zeta$) での境界条件
 - 水面変化と z 方向の流速

$$w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (4.10)$$

- 水平応力

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_s^x(x, y, t) \quad (4.11)$$

$$K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_s^y(x, y, t) \quad (4.12)$$

ここで、 K_m は鉛直方向の粘性係数、 τ_s^x と τ_s^y は海面における x 、 y 方向の風応力を表す。

表 4.1 基礎方程式における変数

記号	変数名
x, y, z	3 次元直交座標
u, v, w	流速 \vec{v} の (x, y, z) 成分
t	時間
$C(x, y, z, t)$	スカラー量
$f(x, y)$	コリオリパラメータ
F_u, F_v, F_C	外力項, ソース項
D_u, D_v, D_C	拡散項
$\phi(x, y, z, t)$	圧力
$\rho(x, y, z, t)$	密度
$\rho_0(x, y, z, t)$	鉛直平均密度
g	重力加速度
$T(x, y, z, t)$	温位
$S(x, y, z, t)$	塩分
P	全圧力
K_M, K_C	鉛直渦粘性, 鉛直渦拡散

– スカラー量

$$K_C \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{Q_C}{\rho_0 c_p} \quad (4.13)$$

ここで, Q_C は海面フラックス, c_p は比熱を表す.

• 底面 ($z = -h$) での境界条件

– 水面変化と z 方向の流速

$$-w + \vec{v} \cdot \nabla h = 0 \quad (4.14)$$

– 水平応力

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_b^x(x, y, t) \quad (4.15)$$

$$K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_b^y(x, y, t) \quad (4.16)$$

– スカラー量

$$K_C \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (4.17)$$

さらに, 上記の応力条件における底面摩擦は, 底面の $z = -h(x, y)$ において 1 次と 2 次の項の和で構成される水平方向の流速成分で与えられる.

$$\tau_b^x = (\gamma_1 + \gamma_2 \sqrt{u^2 + v^2}) u \quad (4.18)$$

$$\tau_b^y = (\gamma_1 + \gamma_2 \sqrt{u^2 + v^2}) v \quad (4.19)$$

表 4.2 に式中の変数および定数をまとめる.

表 4.2 海面および海底境界条件における変数

変数	変数名
$\zeta(x, y, t)$	水位
K_M	鉛直渦粘性
τ_s^x, τ_s^y	海面における x, y 方向のレイノルズ応力
K_C	スカラー量の鉛直渦拡散
Q_T	海面における熱フラックス
τ_b^x, τ_b^y	底面における x, y 方向の摩擦応力
$h(x, y)$	水深
γ_1, γ_2	1, 2 次の底面摩擦係数

表 4.3 ROMS の水平境界条件

変数	境界条件
三次元流速	Gradient , Radiation , Nudging , Clamped
鉛直積分流速	Flather , Gradient , Radiation , Reduced , Nudging
自由表面	Chapman , Gradient , Radiation , Nudging , Clamped
スカラー	Gradient , Radiation , Nudging , Clamped
乱流エネルギー	Gradient , Radiation

4.1.3 海洋モデルの水平方向の端部境界条件

水平方向の端部境界条件として、周期境界や壁境界、スポンジ層もしくは 3 次元流速、鉛直積分流速、自由表面、スカラー、乱流エネルギーの各変数についてそれぞれ条件を与えることができる。各変数に対する境界条件を表 4.3 にまとめる。

勾配 (Gradient) 境界条件

この境界条件は単純な境界条件で、計算領域外の値を最も近い領域内の点の値と等しく与えるものである。

固定 (Clamped) 境界条件

この境界条件は計算領域外の値として、ある任意の値を与えるものである。

$$\phi = \phi^{ext} \quad (4.20)$$

重力波速 (Flather) 境界条件

この境界条件は放射境界の一つで、計算領域外での任意の流速と領域外での重力波の速度との偏差を放出するものである。

$$\bar{u} = \bar{u}^{ext} - \sqrt{gD}(\zeta - \zeta^{ext}) \quad (4.21)$$

ここで、 D は水深である．領域外の流速として、潮位が既知の場合に Barotropic モードの潮流がよく用いられる．

ゾンマーフェルト (Chapman) 境界条件

この境界条件は、Chapman (1985) によるもので、波速を \sqrt{gD} と仮定した海面高さに関する境界条件である．2 次元流速の境界条件に Flather 境界条件を用いた時に有用である．

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \pm \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \quad (4.22)$$

放射 (Radiation) 境界条件

時間的に変動する流入と流出があるような実ケースの計算では、開境界条件を正確に与えることは極めて難しい．例えば、流入と流出が同じ境界に沿って発生していたり、同じ水平位置の異なる高さで発生している場合もある．Orlanski (1976) は局所的に流出している場合には、境界に対して直角に波速で流出する放射境界条件を提案している．Orlanski (1976) の提案する境界条件は、波が境界に対して直角に伝播する場合は良いが、角度を持つ場合には対応できない．Raymond and Kuo (1984) は 3 方向の伝播を考慮したスキームに修正を行っているが、ROMS では水平 2 方向のみが考慮されている．

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - \left(\phi_{\xi} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \phi_{\eta} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \quad (4.23)$$

ここで、

$$\phi_{\eta} = \frac{F \frac{\partial \phi}{\partial \xi}}{\left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)^2} \quad (4.24)$$

$$\phi_{\xi} = \frac{F \frac{\partial \phi}{\partial \eta}}{\left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right)^2} \quad (4.25)$$

$$F = - \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (4.26)$$

である．この境界条件は波が計算ドメインから出て行くのに適しており、もし境界から波が入ってくるのであれば Gradient 境界条件もしくは Radiation-Nudging 境界条件を用いるべきである．

放射ナudging (Radiation-Nudging) 境界条件

Marchesiello et al. (2001) は流出に対して Radiation 境界条件を、流入に対して Nudging 境界条件による任意の値を与える方法を提案している．ROMS に導入されている Nudging は境界条件、3 次元場のどちらに対しても同じ低次の Nudging モジュールが使用され、Nudging の強度は Nudging time scale により決定される．

$$\phi_{out} = \phi + \frac{(\phi^{ext} - \phi)dt}{t_{nudg}} \quad (4.27)$$

ここで、 dt はタイムステップ、 t_{nudg} は Nudging time scale を表す．つまり、境界に与えた値を真値として、任意に与えられる time scale の程度に応じた簡易な重ね合わせ補正を行うものである．流出入に対する Nudging の time scale を適切に設定することで境界での再現性を程良く向上させることができ、Chen ら (2013) によると time scale は mixing length scale と同程度がよいと報告されている．

4.1.4 海洋モデルにおける乱流モデル

海洋における流速やスカラーの鉛直プロファイルにおいては，乱流モデルが重要となる．特に ROMS では，鉛直方向の運動方程式は正確に解いておらず，密度勾配しか考慮していないため，鉛直方向の乱流モデルの選択は重要である．

渦粘性乱流モデル

大気・海洋モデルでは，精度と取扱いの簡便さから 2 方程式乱流モデルが広く用いられている（例えば Vallis (2006); 海岸工学委員会）．2 方程式乱流モデルについては，その任意性から $k-\varepsilon$, $k-\omega$, $k-q$ 方程式など様々なモデルが提案されている．一般的に，静水圧近似の下での乱流モデルを導入した支配方程式は，以下のように表される．

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + 2\varepsilon_{ijl}\Omega_j U_l = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} - g_i \frac{\rho}{\rho_0} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_j u_i} - \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.28)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_j \theta} - \nu_\theta \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right) \quad (4.30)$$

ここで U_i および u_i は Reynolds 平均流速 $\vec{U} = (U_1, U_2, U_3) = (U, V, W)$ および乱流成分 $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3) = (u', v', w')$ ， $\varepsilon_{ijl}\Omega_j$ は回転テンソル， P は圧力， ρ および ρ_0 は密度および参照密度， g_i は重力加速度， $\overline{u_j u_i}$ は Reynolds 応力テンソル， $\overline{u_j \theta}$ は乱流スカラーフラックス， ν および ν_θ は動粘性係数， Θ および θ は平均スカラー量およびその変動量である．密度 ρ は， Θ の関数 ($\rho = f(\Theta)$) であると仮定する．式 (4.28) ~ (4.30) を閉じるためには， u の 2 次相関が必要であり，このため様々な近似方法が用いられてきた (Kantha and Clayson, 1994)．等方性を仮定すると，Reynolds 応力と乱流スカラーフラックスは，以下のように記述される．

$$\overline{u'w'} = -K_M \frac{\partial U}{\partial z} \quad (4.31)$$

$$\overline{v'w'} = -K_M \frac{\partial V}{\partial z} \quad (4.32)$$

$$\overline{w'\rho'} = -K_H \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.33)$$

ここで

$$K_M = c \sqrt{2k} l S_M + \nu \quad (4.34)$$

$$K_H = c \sqrt{2k} l S_H + \nu_\theta \quad (4.35)$$

である． K_M は運動量に対する渦粘性， K_H は温度に対する渦拡散， S_M および S_H はせん断と成層による安定関数， c は係数であり，安定関数の取り方により様々な値を持つ．また， k は単位体積当たりの乱流エネルギー

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (4.36)$$

であり，Prandtl の仮説によると，長さスケール l を用いて K_M と以下の関係を持つ．

$$K_M = \sqrt{k} l \quad (4.37)$$

渦粘性乱流モデルでは、この k と l をどのような方程式を用いて閉じるかが課題となる。

Generic Length Scale Model (GLS Model)

Umlauf and Burchard (2003) は、2 方程式乱流モデルの k に付随するもう 1 つの方程式について一般関数 ψ を用いて定式化を行い、これまで提案されている様々な 2 方程式乱流モデルを含む一般化された形式を GLS モデルとして提案している。以下では、一般化された 2 方程式乱流モデルの概説と従来の乱流モデルとの関係についてまとめる。まず k については、従来どおりの輸送方程式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + B - \varepsilon \quad (4.38)$$

$$P = - \langle u'w' \rangle \frac{\partial u}{\partial z} - \langle v'w' \rangle \frac{\partial v}{\partial z} = K_M M^2 \quad (4.39)$$

$$M^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \quad (4.40)$$

$$B = - \frac{g}{\rho_0} \langle \rho'w' \rangle = -K_H N^2 \quad (4.41)$$

$$N^2 = - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.42)$$

を用いる。ここで、 N は浮力の周波数（ブラントパイサラ周波数）である。続いてエネルギー散逸 ε について、以下のようにモデル化する。

$$\varepsilon = (c_\mu^0)^{3+\frac{p}{n}} k^{\frac{3}{2}+\frac{m}{n}} \psi^{-\frac{1}{n}} \omega \quad (4.43)$$

ここで、 c_μ^0 は安定係数であり、鉛直分布の対数則の仮定から実験等の結果より経験的に決められる。GLS モデルでは、一般関数 ψ について以下の輸送方程式を用いる。

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + U_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\psi}{k} (c_1 P + c_3 B - c_2 \varepsilon F_{wall}) \quad (4.44)$$

ここで c_1, c_2 はそれぞれカルマン定数と等方乱流の実験結果と一致するように決定される定数、 c_3 は成層流の安定性より決められる定数である。また σ_ψ は Schmidt 数であり、一般関数 ψ は

$$\psi = (c_\mu^0)^p k^m l^n \quad (4.45)$$

$$l = (c_\mu^0)^3 k^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{-1} \quad (4.46)$$

の関係を持つ。Umlauf and Burchard (2003) は、 ψ の輸送方程式（式 4.38）と ε, k, l および ω との関係について系統的にとりまとめている（ただし、相互相関項がないという問題がある。）。

最後に、GLS モデルと各種モデルの関係を表 4.1.4 にまとめる。以下で概説するように p, m, n の取り方により、以下のように代表的な乱流モデルが得られる。

$k - \varepsilon$ Model

$k - \varepsilon$ モデルは、工学分野で最も広く用いられている 2 方程式乱流モデルであり (Launder and Rodi, 1983)、 k と ε についての輸送方程式が解かれる。式 (4.38), (4.44) および (4.45) の係数を $(p, m, n) =$

	MY	$k - \varepsilon$	$k - \omega$
ψ	kl	$(c_\mu^0)^3 k^{3/2} l^{-1}$	$(c_\mu^0)^2 kl^{-2/3}$
p	0.0	3.0	-1.0
m	1.0	1.5	0.5
n	1.0	-1.0	-1.0
σ_k	2.44	1.0	2.0
σ_ψ	2.44	1.3	2.0
c_1	0.9	1.44	0.555
c_2	0.5	1.92	0.833
c_3	1.0	1.0	0.10

(3, 1.5, -1) とおくと, 以下の連立微分方程式を得る .

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_k^\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + B - \varepsilon \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P + c_{\varepsilon 3} B - c_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (4.48)$$

ここで σ_k^ε は k に対する乱流渦拡散であり, σ_ε は k の渦拡散に対する Schmidt 数, 係数はそれぞれ $\sigma_k^\varepsilon = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $c_{\varepsilon 1} = 1.44$ および $c_{\varepsilon 2} = 1.92$ が用いられる. $c_{\varepsilon 3}$ については後述する .

$k - \omega$ Model

$k - \omega$ モデルは Kolmogorov により提案され, Saffman (1970) もこれとは別に定式化している. ω は乱流減衰過程の代表周波数として考えられており, エネルギー散逸 ε と以下の関係を持つ .

$$\omega = \frac{\varepsilon}{(c_\mu^0)^4 k} \quad (4.49)$$

式 (4.38), (4.44) および (4.45) の係数を $(p, m, n) = (-1, 0.5, -1)$ とおくと, 以下の連立微分方程式を得る (Wilcox, 1988) .

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_k^\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + B - \varepsilon \quad (4.50)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_M}{\sigma_\omega} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) + \frac{\omega}{k} (c_{\omega 1} P + c_{\omega 3} B - c_{\omega 2} \omega) \quad (4.51)$$

ここで σ_k^ω は k に対する乱流渦拡散であり, σ_ω は ω の渦拡散に対する Schmidt 数, 係数はそれぞれ $\sigma_k^\omega = 2.0$, $\sigma_\omega = 2.0$, $c_{\omega 1} = 0.555$ および $c_{\omega 2} = 0.833$ が用いられる. $c_{\omega 3}$ については後述する .

Mellor-Yamada 2.5 Closure Model

Mellor-Yamada level 2.5 scheme (MY25) は地球流体の分野で広く使われる乱流モデルである (Mellor and Yamada, 1982) . MY25 では, 乱流渦拡散のために k と長さスケール l を用いて kl の輸送方程式が用いられる. 式 (4.38), (4.44) および (4.45) の係数を $(p, m, n) = (0, 1, 1)$ とおくと, 以下の連立微分方程式

を得る．

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_q}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + B - \varepsilon \quad (4.52)$$

$$\frac{\partial kl}{\partial t} + U_i \frac{\partial kl}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial kl}{\partial z} \right) + l(c_1 P + c_3 B - c_2 \varepsilon F_{wall}) \quad (4.53)$$

$$F_{wall} = \left[1 + E_2 \left(\frac{l}{k} \frac{d_b + d_s}{d_b d_s} \right) \right] \quad (4.54)$$

ここで $K_q = \sqrt{kl} S_q$, $S_q = 0.2$, $c_1 = 0.9$, $c_3 = 0.9$, $c_2 = 0.5$ であり, F_{wall} は壁関数, κ はカルマン定数である．また, d_s , d_b は水面および壁面までの距離を意味する．GLS モデルにおける MY25 表現 ($k - kl$ 輸送方程式) では,

$$K_q = \frac{K_M}{\sigma_q} \quad (4.55)$$

であり, Schmidt 数 $\sigma_q = 2.44$, 浮力に関する定数 c_3 は, 色々な形が提案されている．

成層に対する安定性に関する関数 S_H および S_M は, 輸送方程式を解くことにより解が得られている．式 (4.34) および (4.35) を対象に検討した結果, いくつかの安定関数が提案されている．例えば Kantha and Clayson (1994) は, 平衡状態を仮定して

$$S_H = \frac{A_2(1 - 6A_1/B_1)}{1 - 3A_2G_h(6A_1 + B_2(1 - C_3))} \quad (4.56)$$

$$S_M = \frac{B_1^{-1/3} + (18A_1^2 + 9A_1A_2(1 - C_2))S_HG_h}{1 - 9A_1A_2G_h} \quad (4.57)$$

を提案している．ここで G_h は

$$G_h = \frac{G_h^{unlimit} - (G_h^{unlimit} - G_h^{crit})^2}{G_h^{unlimit} + G_h^0 - 2G_h^{crit}} \quad (4.58)$$

$$G_h^{unlimit} = -\frac{N^2 l^2}{2k} \quad (4.59)$$

であり, $G_h^{min} < G_h < G_h^0$ となるように設定される． G_h^0 は G_h の上限値であり, 0.028 が推奨されている (Kantha and Clayson, 1994)．非平衡状態に対しては, Canuto et al. (2001) のモデルが用いられる．Canuto のモデルでは, Kantha and Clayson (1994) に圧力-歪の相関が考慮されており, 2つの平衡状態に対するモデルが提案されている (CA および CB モデル)．

壁関数 F_{wall} については, 様々なモデルが提案されている．オリジナルの MY25 に対しては,

$$F_{wall} = \left[1 + E_2 \left(\frac{l}{k} \frac{1}{\text{MIN}(d_b, d_s)} \right) \right] \quad (4.60)$$

がある．

K Profile Parameterization (KPP)

K Profile Parameterization (KPP) は, Large et al. (1994) により海洋循環モデルにおける鉛直混合スキームとして提案されたものである．KPP モデルでは, Monin-Obukhov の相似則にしたがって境界層内の乱流鉛直速度スケールを決めて, 境界層厚との積から鉛直粘性拡散係数を決定する．そのため, KPP の特徴は, オリジナルのモデルでは底面境界層については考慮されておらず, Durski et al. (2004) により底

面境界層についても考慮可能な形に拡張されている．Durski et al. (2004) は，K Profile Parameterization (KPP) と level 2.5 Mellor-Yamada (MY) scheme を比較している．その結果，KPP は MY よりも鉛直混合が弱く，また浅海では逆に KPP の方が強い混合を引き起こすことを示している．以下では，KPP スキームの概略を説明する．

KPP スキームでは h_{sbl} より上層の粘性と拡散が，長さスケール h_{sbl} ，乱流速度スケール w_f および無次元形状関数 G_f の関数で表される．

$$K_x = h_{sbl} w_f(\sigma) G_f(\sigma) \quad (4.61)$$

ここで σ は水面で 0，水面境界層の底 (h_{sbl}) で 1 となる無次元座標である．下付添字 f は運動量もしくはポテンシャル密度を示す．中立状態における表面への拘束条件下（運動量もしくは熱フラックス）では， h_{sbl} は Ekman 水深として計算する．

$$h_{sbl} = \frac{0.7u_s^*}{f} \quad (4.62)$$

ここで f はコリオリ力， u_b^* は底面摩擦速度である．表面側のもっとも浅い水深は，臨界 Richardson 数 (Ri_c) で決定され，ここでは 0.3 とする．ここで Richardson 数は

$$Ri_b(z) = \frac{(Br - B(d))d}{|V_r - V(d)|^2 + V_q^2(d)} \quad (4.63)$$

と与えられる．ここで B は浮力， V は水平方向速度， d は水面からの距離，下付添字 r は水面側に関する変数であることを示す． V_q は速度シアに対する乱流速度成分であり，

$$V_q^2(d) = \frac{\sqrt{C_v(-\beta_t)}}{Ri_c \sqrt{c_s \epsilon}} d N u_s^* \quad (4.64)$$

$C_v = 1.6$ ， $c_s = -98.96$ ， $\epsilon = 0.1$ ， $\beta_t = 0.2$ である．乱流スケール w_f については，次式のように定義される．

$$w_f = \frac{\kappa u_s^*}{\phi_f(\zeta)} \quad (4.65)$$

ここで， ϕ_f は安定性パラメータ ζ に関連する無次元フラックス形状を示す．中立状態で $\zeta = 1$ であり， $w_f = \kappa u_s^*$ である．最後に，KPP の要である形状関数 $G(\sigma)$ は，3 次の多項式により表される．

$$S(\sigma) = a_0 + a_1 \sigma + a_2 \sigma^2 + a_3 \sigma^3 \quad (4.66)$$

係数 a_i は，底面で粘性境界層，水面で Monin-Obukov 理論に適合するように決められる．

$$a_0 = 0 \quad (4.67)$$

$$a_1 = 1 \quad (4.68)$$

$$a_2 = -2 + 3 \frac{\nu_x(h_{sbl})}{h_{sbl} w_x(1)} + \frac{\partial_x \nu_x(h_{sbl})}{w_x(1)} + \frac{\nu_x(h_{sbl}) \partial_\sigma w_x(1)}{h_{sbl} w_x^2(1)} \quad (4.69)$$

$$a_3 = 1 - 2 \frac{\nu_x(h_{sbl})}{h_{sbl} w_x(1)} - \frac{\partial_x \nu_x(h_{sbl})}{w_x(1)} - \frac{\nu_x(h_{sbl}) \partial_\sigma w_x(1)}{h_{sbl} w_x^2(1)} \quad (4.70)$$

ここで $\nu_x(h_{sbl})$ は底面境界層より決められる粘性である．

このように，KPP スキームは，2 方程式乱流モデルと全く異なる思想の下で議論が展開されており，開発初期時には，表面における乱流混合を特化されてパラメタライズされ，その後に浅海域まで使えるように底面における乱流混合が考慮されるようになったモデルである．

本研究では，ROMS での使用例の多い 2 方程式乱流モデルである GLS モデルを用いて， $k - \epsilon$ に対応するように係数を与えた．

4.2 領域気象モデル

気象モデル Weather Research and Forecast (WRF) は , 米国の NCAR (The National Center for Atmospheric Research) , NCEP (National Centers for Environmental Prediction) , NOAA/FSL (National Oceanic and Atmospheric Administration /Forecast Systems Laboratory) , AFWA (Air Force Weather Agency) などの気象予測に関わる研究機関が共同で開発している気象モデルである . WRF は , CFD (Computational Fluid Dynamics) で使われる RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation) に似ているが , 水蒸気 , 雲水 , 雨水 , 雪 , 霰などの予報方程式からなる雲物理モデル , 日射量や大気放射量を計算する放射モデル , 地表面温度 , 土壌温度 , 土壌水分量 , 積雪量 , 地表面フラックスを計算する地表面モデルなど , 気象に係わる様々な物理モデルが導入されている点 , 地球の曲率などを考慮している点 , 予報のためにネスティング機能や観測データの 3 次元及び 4 次元同化システムを有している点などが異なっている . WRF は , 2000 年代前半まで広く用いられてきた非静力モデル Mesoscale Model 5 (MM5) の次世代モデルとして開発されており , MM5 同様 , 非静力の密度近似を行わない完全圧縮モデルである . WRF は 3 次精度のルンゲ・クッタスキームと 5 次精度の風上差分スキームといったより高精度な数値計算スキーム , 最新の物理モデル , 3 次元および 4 次元変分法に基づくデータ同化システムを採用していることから , 局地気象の予測と再現のための有力なツールになると期待されている (例えば , 日下 (2011)) .

以下では , WRF モデルの詳細について述べる .

4.2.1 WRF の構成

WRF の物理的なモデルの説明の前に WRF の概要について述べる . MM5 と異なり , WRF は単なる気候予測プログラムではなく , 現業の気象予測と研究用の気象モデルの開発に使用可能なように , Advanced Research WRF (ARW) と Nonhydrostatic Mesoscale Model (NMM) というモデルで構成される . 一方 , WRF システムは大きく 3 つに分かれる . 初期値 , 境界値を用意するための前処理段階である WPS (WRF Preprocessing System) , 実際に計算を行う WRF Model , そして得られた計算結果を可視化する Post Process に分かれる (図 4.1) . WRF では , 基本的に取り扱うデータ形式として NetCDF (Network Common Data Form) を全面的に採用している (NCAR, 2008) .

Preprocess

WPS は , アルベドや土地利用 , 気温などの一般的な時空間データを , 実際に計算を行う計算メッシュに内挿する役割を担っている . WPS には 3 段階のプロセスがあり , それぞれ ungrib , geogrid , metgrid である . ungrib は GRIB 形式で保存されている気圧や風速 , 気温などの気象データの変換を行い , 中間ファイルを生成する . geogrid は計算メッシュを生成して , 地形データから標高 , 土地利用データを計算メッシュに内挿する . また , アルベドやコリオリ力などのパラメータはデータテーブルを参照して計算メッシュに内挿される . 内挿法は , 格子のスケールやパラメータに応じて任意に選択することができる . 最後に , metgrid が ungrib で変換した中間データを , geogrid で設定した水平の計算メッシュに合うように , 水平方向に補間された 3 次元データファイルを生成する .

Main Process

WRF Model では、WPS で得られた 3 次元の境界値データを用いて計算を行う。WRF は計算プログラムだけでなく、WPS によって一定の時間間隔で水平に補間された 3 次元データから初期値・境界値データを生成する。また、ここでボーガスの埋め込みも可能である。WRF での前処理で、WPS で生成された 3 次元データから鉛直方向の補間を行い、NetCDF 形式で mass 座標の初期値・境界値ファイルが生成される。そして、これらのファイルをもとに WRF のメインプログラムによって計算を行う。計算結果は NetCDF 形式で出力される。

4.2.2 WRF の支配方程式

WRF では、他の気象モデルと異なり、鉛直座標系に Mass 座標が用いられている（図 4.2）。これは、計算領域上端を 0、地表面を 1 とする鉛直座標で、次の式で定義される。

$$\eta = (p_h - p_{ht}) / \mu \quad \mu = p_{hs} - p_{ht} \quad (4.71)$$

ここで、 p_h はある高さ η での静水圧、 p_{ht} は計算領域上端での圧力、 p_{hs} は地表面での圧力を表す。この Mass 鉛直座標系に対して、風速 V 、統合鉛直ベクトル Ω 、統合温位 Θ は

$$\mathbf{V} = \mu \mathbf{v} = (U, V, W) \quad (4.72)$$

$$\Omega = \mu \dot{\eta} \quad (4.73)$$

$$\Theta = \mu \theta \quad (4.74)$$

で定義される。ここで、 $\mathbf{v} = (u, v, w)$ は水平に u, v 二方向と鉛直に w 一方向の流速を、 ω は $\omega = \dot{\eta}$ で反変鉛直ベクトルを、 θ は温位をそれぞれ表す。

次に、WRF の支配方程式について述べる。WRF の支配方程式は、平均成分に対して水分、コリオリ力、曲率を考慮した摂動方程式の形で表現される。東西、南北、鉛直方向の運動方程式、質量保存式、ジオポテンシャル式、温位保存式、スカラー保存式、状態方程式、静力学関係式は式 (4.75)～式 (4.82) のように表される。

$$\begin{aligned} \partial_t U + m \left[\partial_x (Uu) + \partial_y (Vu) \right] + \partial_\eta (\Omega u) + (\mu_d \alpha \partial_x p' + \mu_d \alpha' \partial_x \bar{p}) \\ + (\alpha / \alpha_d) (\mu_d \partial_x \phi' + \partial_\eta p' \partial_x \phi - \mu_d' \partial_x \phi) = F_U \end{aligned} \quad (4.75)$$

$$\begin{aligned} \partial_t V + m \left[\partial_x (Uv) + \partial_y (Vv) \right] + \partial_\eta (\Omega v) + (\mu_d \alpha \partial_y p' + \mu_d \alpha' \partial_y \bar{p}) \\ + (\alpha / \alpha_d) (\mu_d \partial_y \phi' + \partial_\eta p' \partial_y \phi - \mu_d' \partial_y \phi) = F_V \end{aligned} \quad (4.76)$$

$$\begin{aligned} \partial_t W + m \left[\partial_x (Uw) + \partial_y (Vw) \right] + \partial_\eta (\Omega w) \\ - m^{-1} g (\alpha / \alpha_d) \left[\partial_\eta p' - \bar{\mu}_d (q_v + q_c + q_r) \right] + m^{-1} \mu_d' g = F_W \end{aligned} \quad (4.77)$$

$$\partial_t \mu_d' + m^2 \left[\partial_x U + \partial_y V \right] + m \partial_\eta \Omega = 0 \quad (4.78)$$

$$\partial_t \phi' + \mu_d^{-1} \left[m^2 (U \phi_x + V \phi_y) + m \Omega \phi_\eta - g W \right] = 0 \quad (4.79)$$

$$\partial_t \Theta + m^2 [\partial_x (U\theta) + \partial_y (V\theta)] + m \partial_\eta (\Omega\theta) = F_\Theta \quad (4.80)$$

$$\partial_t Q_m + m^2 [\partial_x (Uq_m) + \partial_y (Vq_m)] + m \partial_\eta (\Omega q_m) = F_{Q_m} \quad (4.81)$$

$$\partial_\eta \phi' = -\bar{\mu}_d \alpha'_d - \alpha_d \mu'_d \quad (4.82)$$

ここで, m は $m = (\Delta x, \Delta y) / \text{distance on the earth}$, U, V, W, Ω は m で規格化された風速でそれぞれ $U = \mu_d u / m$, $V = \mu_d v / m$, $W = \mu_d w / m$, $\Omega = \mu_d \dot{\eta} / m$, g は重力加速度, α_d は乾燥空気密度の逆数, α は $\alpha = \alpha_d (1 + q_v + q_c + q_r + q_i + \dots)$, 左下の添え字 d は乾燥空気での値, 右肩の $'$ は摂動量を表す.

4.2.3 WRF の物理スキーム

WRF は, 気象現象に関わるいくつかの物理スキームが組み合わさって構成されている. 物理モデルの概要を図 4.3 にまとめる. WRF の物理モデルには, 水の相変化を考える微物理, 雲のサブグリッドスケールの効果を考える積雲パラメタリゼーション, 地表面付近の大気を考える接地層物理, 地表部分の熱, 水分の移動を考える地表面物理, 惑星境界層内の乱流現象を考える惑星境界層物理, 大気からの長波, 短波放射を考える大気放射物理がある. 以下では, WRF に組み込まれている主な物理モデルについて概説する (Skamarock et al., 2005).

微物理 (Microphysics)

微物理では, 水蒸気や雲の相変化過程を計算する. 微物理で重要なパラメータは, 考慮する相変化の数である. その中でも, 氷の過程や混合相を考慮するかどうかで微物理の計算スキームの特徴が決まる. 氷の過程を考慮することで, 夏期に見られるような突発的な豪雨の再現が可能になる. また, 混合相を考慮することで, 一つのグリッドの中に複数の相を定義することができるため, より正確な計算を行うことができる. 以上の観点から, 代表的な微物理の計算スキームの特徴をまとめたものを表 4.4 に示す. 本研究では台風をターゲットとしており, 微物理はやや重要な位置を占めると考えられるため, 相数が多く, 混合層を考慮する WSM6 (Hong and Lim, 2006) スキームを用いる.

表 4.4 微物理の計算スキーム

スキーム	相の数	氷	混合相
Kessler (Kessler, 1969)	3	×	×
Lin(Purdue) (Lin et al., 1983)	6		
WSM3 (Hong et al., 2004)	3		×
WSM5 (Hong et al., 2004)	5		×
WSM6 (Hong and Lim, 2006)	6		
Thompson (Thompson et al., 2008)	7		

積雲パラメタリゼーション (Cumulus Parameterization)

積雲パラメタリゼーションでは，気象モデルにおいて対流や雲のサブグリッドスケールの効果を計算する．水平解像度が粗い場合，上昇流や下降流，雲の外側での補償流が通常では計算できないため，このスキームによって鉛直フラックスを表現する．このスキームは鉛直一次元で計算されるため，熱や湿気の鉛直プロファイルを与えることになる．積雲パラメタリゼーションには格子サイズに依存した仮定が含まれており，計算格子サイズに合わせた計算スキームを選択しなくてはならない．代表的なスキームと適正格子サイズを表 4.5 にまとめる．本研究では，水平解像度が数百 m から 10 数 km までを対象にしているが，積雲パラメタリゼーションを変えて比較検討した結果，計算結果に違いが見られなかったため積雲パラメタリゼーションを用いない．

表 4.5 積雲パラメタリゼーションの計算スキーム

スキーム	適正格子サイズ
Kain-Fritsch (Kain, 2004)	20km~
Betts-Miller-Janjic (Janjic, 2000)	~10km
Grell-Devenyi ensemble (Grell and Dévényi, 2002)	100m~3km

接地層物理 (Surface Layer)

接地層物理は，land-surface モデルで必要になる熱，水分フラックスの交換係数や planetary boundary layer スキームで必要になる表面応力の摩擦速度を計算する．水面上では，表面フラックスや表面診断場もこのスキームの中で計算される．本研究において，重要となる地上 10m 風速や表層の気温，湿度はこのスキームの中で計算される．本研究では，一般的なモデルである Monin-Obukhov の相似則 (Monin and Obukhov, 1954) に基づいた Eta similarity (Janjić, 2002) スキームを用いる．

地表面物理 (Land-surface)

地表面物理では，接地層物理の大気の情報や放射物理の放射強度，そして微物理と積雲パラメタリゼーションの降水強度といった物理モデルから受け取る情報や土地の状態変数，地表面の性質といった内部の情報を合わせて熱フラックスや水蒸気フラックスを計算する．これらのフラックスは，PBL スキームでの下部境界条件となる．地表面モデルは複層の土壌における熱フラックスや水蒸気フラックスを用いて，植生や根，キャノピー効果，表面積雪の予測を扱う．地表面モデルは地表面温度や土壌温度プロファイル，土壌水分プロファイル，積雪，キャノピーの性質といった土地の状態変数を更新する．ここで扱われる地表面モデルは地中水平方向の相互作用を考慮しておらず，鉛直の一次元モデルである．代表的な地表面モデルの計算スキームの特徴と土壌の層数を表 4.6 にまとめる．本研究では，一般的に用いられている Noah スキーム (Chen and Dudhia, 2001) を用いる．

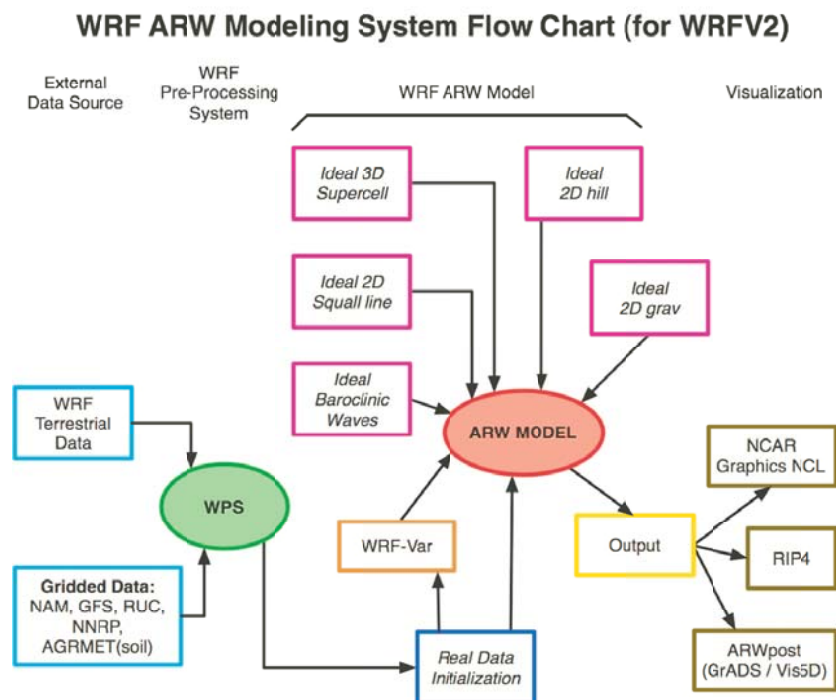


図 4.1 WRF のシステム (NCAR, 2008)

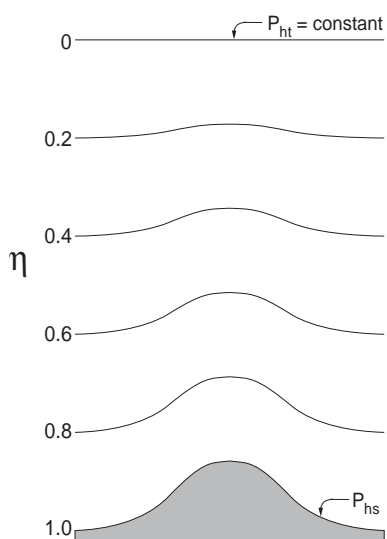


図 4.2 mass 座標

表 4.6 地表面モデルの計算スキーム

スキーム	植生過程	土壌の変数 (層数)	雪のスキーム
5-layer thermal diffusion Noah (Chen and Dudhia, 2001)	×	温度 (5)	なし
RUC (Rapid Update Cycle, Smirnova et al. (2000))		温度, 水と氷, 水 (4)	1 層
		温度, 氷, 水と氷 (6)	複層

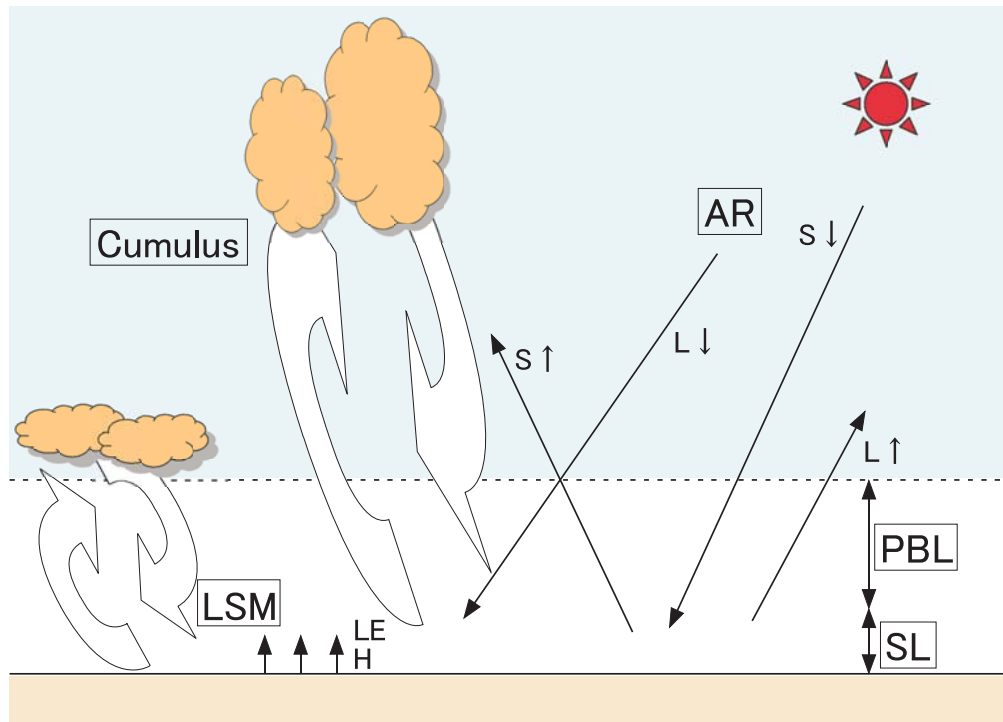


図 4.3 物理モデルの概要 (Cumulus: 積雲パラメタリゼーション, SL: 接地層物理, LS: 地表面物理, PBL: 惑星境界層物理, AR: 大気放射物理, $S \downarrow$: 上向き短波放射, $S \uparrow$: 下向き短波放射, $L \downarrow$: 上向き長波放射, $L \uparrow$: 下向き長波放射, H: 顕熱, LE: 潜熱)

惑星境界層物理 (Planetary Boundary Layer)

惑星境界層 (PBL) 物理では、境界層だけではなく、大気全体における鉛直の渦輸送によるサブグリッドスケールのフラックスを扱う。そのため、PBL スキームが働く場合、陽な鉛直拡散は用いられない。最も適切な水平拡散の方法は、水平・鉛直混合を独立して扱う水平変形に基づいたもの、もしくは定数 K_h に基づいたものである。表面フラックスは接地層物理と地表面物理によって与えられる。PBL スキームは、十分に混合された境界層や安定層内のフラックスのプロファイルを決定するため、全大気柱における温度や水蒸気（雲を含む）、水平の運動量を与える。WRF に組み込まれているほとんどの PBL スキームは乾燥混合を考慮しているが、混合による鉛直安定中での飽和の効果を含んでいるものもある。PBL スキームは一次元で、サブグリッドスケールの渦を解くことが可能な渦とのスケールの分離ははっきりと仮定されている。この仮定は、境界層の渦を解くことが可能になり始める数百メートル以下の格子サイズでははっきりと分離できていない。このような状況ではスキームが TKE 拡散スキームのような十分な三次元ローカルサブグリッド乱流スキームに置き換わる。代表的な PBL の各計算スキームの特徴を表 4.7 にまとめる。

本研究では、大気の乱流混合モデルとして有名な Mellor-Yamada モデル (Mellor and Yamada, 1982) を改良した MYJ スキーム (Janjić, 2002) を用いる。

大気放射物理 (Atmospheric Radiation)

放射スキームは放射フラックスや地面を熱する表面下向き長波放射、短波放射によって大気を加熱する。長波放射はガスや表面によって吸収、放射される赤外や熱放射を含んでいる。地面からの上向き長

表 4.7 PBL の計算スキーム

スキーム	不安定惑星 境界層の混合	エントレイン メントの扱い	惑星境界層上部
MRF (Medium Range Forecast Model, Hong and Pan (1996))	K プロファイル 逆勾配項	PBL 混合の一部	臨界バルク Ri から
YSU (Yonsei University, Hong et al. (2006))	K プロファイル 逆勾配項	陽的な項	浮力プロファイルから
MYJ (Mellor-Yamada-Janjic, Janjić (2002))	診断 TKE からの K	PBL 混合の一部	TKE から

表 4.8 放射の計算スキーム

スキーム	長波/短波	スペクトルバンド数	CO ₂ , O ₃ , 雲
RRTM (Rapid Radiative Transfer Model, Mlawer et al. (1997))	長波	16	CO ₂ , O ₃ , 雲
GFDL LW (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Schwarzkopf and Fels (1991))	長波	14	CO ₂ , O ₃ , 雲
GFDL SW (Lacis and Hansen, 1974)	短波	12	CO ₂ , O ₃ , 雲
MM5(Dudhia) SW (Dudhia, 1989)	短波	1	雲
Goddard (Chou and Suarez, 1994)	短波	11	CO ₂ , O ₃ , 雲

波放射フラックスは、地表面温度と同様に土地利用によって決まる表面の放射率によって決められる。短波放射は、太陽のスペクトルによって構成される可視とその周辺の波長を含んでいる。そのため、大気中や表面での吸収や反射、散乱の過程があるが、太陽だけが放射源である。短波放射の上向きフラックスは表面アルベドによる反射である。大気中で放射は、モデルで予測された二酸化炭素やオゾン、トレースガスの濃度同様に雲や水蒸気分布によって変化する。WRF 中の放射スキームは全て無限水平面を仮定しており、一次元スキームで各グリッドごとに独立に扱われる。モデルの鉛直層の厚みが水平の格子幅よりも十分小さければ推定値と観測値がよく一致する。水平に高解像である場合、放射量の推定はあまり正確ではなくなることに注意が必要である。代表的な放射スキームの特徴を表 4.8 にまとめる。本研究では、短波放射に MM5 (Dudhia) スキーム (Chou and Suarez, 1994) を、長波放射に RRTM スキーム (Mlawer et al., 1997) を用いる。

4.3 スペクトル型波浪モデル

本研究では、波浪モデルとして第三世代波浪モデルである Simulating WAVes Nearshore (SWAN; Booij et al., 1999) を用いる。SWAN は波浪スペクトルの時間発達を解くスペクトル型波浪モデルで、沿岸域や湖、エスチャリーのような浅海域を得意とする波浪推算モデルである。以下では、SWAN の物理過程について概説する。

4.3.1 波浪推算モデルの基礎方程式

SWAN では、位相平均した波動場の角振動数 (σ)、方向 (θ)、空間 (x, y) の4つの独立変数を持つ、波作用量に対する Kinetic 方程式を解くことにより、波浪の伝播変形を求める。具体的にはエネルギースペクトル $E(\sigma, \theta)$ を角振動数 σ で除した波作用量スペクトル $N(\sigma, \theta)$ の時空間的变化を計算する。波作用量保存則は以下のとおりである。

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_x \cdot [(\bar{c}_g + \bar{U})N] + \frac{\partial c_\sigma N}{\partial \sigma} + \frac{\partial c_\theta N}{\partial \theta} = \frac{S_{tot}}{\sigma} \quad (4.83)$$

ここで、 x, t, σ, θ はそれぞれ位置、時間、周波数、方向、 $N = N(\bar{x}, t, \sigma, \theta)$ は波作用量スペクトル、 \bar{c}_g は群速度、 \bar{U} は流速を示す。式 (4.83) の第1項は波作用量密度の局所的な変化を、第2項は移流による変化を示している。また、 c_σ, c_θ は σ, θ に対する伝播速度、第3項は水深や流れの変化による周波数のシフト、第4項は水深、流れによる屈折を示している。右辺の S_{tot} は生成、散逸、非線形相互作用等の全ての物理プロセスをまとめたソース項を含んでいる。 S_{tot} は主に6個の要素を持ち、

$$S_{tot} = S_{in} + S_{nl3} + S_{nl4} + S_{ds}^w + S_{ds}^b + S_{ds}^{br} \quad (4.84)$$

で示される。ここで、 S_{in} は風による波の成長、 S_{nl3} と S_{nl4} は3波、4波の非線形相互作用による波のエネルギーのシフト、 $S_{ds}^w, S_{ds}^b, S_{ds}^{br}$ は White-capping、底面摩擦、砕波によるエネルギー散逸を表す。以下では、これらの項のモデルについて簡単にそれぞれまとめる。

4.3.2 波浪モデルにおける風から波へのエネルギー輸送項

風による波の成長に係る S_{in} は、

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + BE(\sigma, \theta) \quad (4.85)$$

で表され、 A は風波の発生段階における線形な発達を表し Phillips (1957)、 $BE(\sigma, \theta)$ は風波の成長段階における指数関数的な発達を表す (Miles, 1960)。線形項では Cavaleri and Rizzoli (1981) による Pierson-Moskowitz 周波数よりも低い周波数に対するフィルターを用いて次のように表される。

$$A = \frac{1.5 \times 10^{-3}}{2\pi g^2} (U_* \max[0, \cos(\theta - \theta_w)])^4 H \quad (4.86)$$

$$H = \exp \left[- \left(\frac{\sigma}{\sigma_{PM}^*} \right)^{-4} \right] \quad (4.87)$$

$$\sigma_{PM}^* = \frac{0.13g}{28U_*} 2\pi \quad (4.88)$$

ここで, θ_w は風向, H はフィルター, σ_{PM}^* は摩擦速度を用いた Pierson and Moskowitz (1964) による十分に発達した海でのピーク周波数を表す.

指数関数項には 2 つの選択肢があり, 一つは Komen et al. (1984) によるもの, もう一つは Janssen (1991) によるものである. Komen et al. (1984) によると B は U_*/c_{ph} の関数として

$$B = \max \left[0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(28 \frac{U_*}{c_p} \cos(\theta_a - \theta_w) - 1 \right) \right] \sigma \quad (4.89)$$

$$u_*^2 = C_D U_{10}^2 \quad (4.90)$$

から算出される. ここで, ρ_a および ρ_w は空気と水の密度, c_p は波の位相速度, θ_a , θ_w は波の進行方向と風向きの角度, C_D は海面抵抗係数, U_{10} は, 10m 海上風速である. 抵抗係数 C_D には Wu (1982) の

$$10^3 C_D(U_{10}) = \begin{cases} 1.2875, & U_{10} \leq 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065 \text{ s/m} \times U_{10}), & 7.5 \text{ m/s} \leq U_{10} \end{cases} \quad (4.91)$$

が用いられている. つまり, B は, 風場が決まれば決定される. 式 (4.89) は, 波齢 c_{ph}/u_* の逆数の関数となっており, 風波が発達してくるとピーク周波数の増大によって位相速度が大きくなり, 波齢が増加するにつれて B は減少して波の成長が抑えられる.

もう一つの指数項のオプションである, Janssen (1991) は準線形風波理論 (quasilinear wind-wave theory) に基づいた式を提案した. これは, 抵抗係数が海面応力に依存し, 一方で, 海面応力が抵抗係数に依存するという関係を定式化したものである. 第 2 章でも記述したように, 一般に高さ z の風速 $U(z)$ は次の対数則で表される.

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.92)$$

κ はカルマン定数 ($= 0.41$), z_0 は大気側の粗度高さである. 海上では, α を定数として $z_0 = \alpha u_*^2/g$ で求めることができる (Charnock, 1955). この対数則と Charnock (1955) の関係によって, 風速が与えられれば, 摩擦速度は求まる. ここで, Janssen (1991) は粗度高さの海面の状態及び波による変化を次のように表した.

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \left(\frac{z + z_e + z_0}{z_e} \right) \quad (4.93)$$

$$z_e = \frac{z_0}{1 - \tau_a/\tau_w} \quad (4.94)$$

τ_a は風による応力で乱流応力と海面応力の和で $\tau_a = \rho_a u_*^2$ であり, τ_w は波浪による海面応力である. τ_w は S_{in} の全スペクトルの和と同等なもので,

$$\tau_w = \rho_w \int \int f \beta E d\theta df \quad (4.95)$$

となる. さらに, B は

$$B = 2\pi\gamma \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{u_*}{c_p} \right)^2 \cos^2(\theta) f \quad (4.96)$$

となり, γ は摩擦速度の関数となる. 以上より, B を求めることができる. 計算手順としては, 適当な u_* を与え, B , τ を求める. 次に, τ_w を求め, 式 (4.93), 式 (4.94) から摩擦速度 u_* を求める. この u_* を使い, 以上の計算を収束するまで繰り返す. このとき Charnock の係数は $\alpha = 0.01$ とする (Mastenbroek et al., 1993).

4.3.3 波浪モデルにおける波のエネルギー散逸項

Whitcapping によるエネルギー散逸

SWAN における whitcapping によるエネルギー散逸の過程は Hasselmann et al. (1985) のモデルに基づいている．このモデルは，エネルギー減衰率がスペクトル密度に比例し，平均波形勾配に依存すると仮定されている．有限水深で適用するために，これを波数に関して再定式化したものが次式である (Group, 1988) ．

$$S_{ds,w}(\sigma, \theta) = -\Gamma \tilde{\sigma} \frac{k}{\tilde{k}} E(\sigma, \theta) \quad (4.97)$$

ここで， $\tilde{\sigma}$ は平均周波数， \tilde{k} は平均波数 (式 (4.101) 参照)， Γ は波形勾配に依存する定数である．

$$\Gamma = C_{ds} \left[(1 - \delta) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right] \left(\frac{\tilde{s}}{\tilde{s}_{PM}} \right)^p \quad (4.98)$$

定数 C_{ds} ， δ はチューニング係数， \tilde{s} は式 (4.99) で定義される平均波形勾配であり， \tilde{s}_{PM} は Pierson-Moskowitz スペクトルにおける \tilde{s} の値で， $\tilde{s}_{PM} = (3.02 \times 10^{-3})^{0.5}$ となる．上記の式における各係数は次のように与えられる．

$$\tilde{s} = \tilde{k} \sqrt{E_{tot}} \quad (4.99)$$

$$\tilde{\sigma} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (4.100)$$

$$\tilde{k} = \left(E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (4.101)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (4.102)$$

波浪スペクトル形状の平衡状態を仮定することによって，上記の係数がチューニングされる．したがって，これらのチューニング係数は使用される風入力 of 定式に依存する．例えば Komen のモデルを使用する場合， $C_{ds} = 2.36 \times 10^{-5}$ ， $\delta = 0$ ， $p = 4$ で，Janssen のモデルを使用する場合， $C_{ds} = 4.10 \times 10^{-5}$ ， $\delta = 0.5$ ， $p = 4$ である．

浅海砕波によるエネルギー散逸

浅海砕波過程について，Battjes and Janssen (1978) は，砕波する不規則波のエネルギー減衰の比率を計算する bore-based モデルを提案している．その後，このモデルは Eldeberky and Battjes (1996) によって改良され，SWAN ではこの Eldeberky and Battjes モデルに方向の影響を取り込んだものを採用している．

$$S_{ds}^{br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) \quad (4.103)$$

ここで， D_{tot} は砕波による平均エネルギー散逸を示す． D_{tot} は次のようである．

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\tilde{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (4.104)$$

ここで、 α_{BJ} はチューニングパラメータで、 Q_b は砕波の割合を表す。波がレイリー分布に従い、ある波高で全ての波が砕波すると仮定すると、砕波の割合 Q_b が次のように決まる。

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_m^2} \quad (4.105)$$

H_m は、任意の水深に存在し得る波高の最大値であり、 $\bar{\sigma}$ は平均角振動数で次のように定義される。

$$\bar{\sigma} = E_{tot}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (4.106)$$

浅海域において、最大波高 H_m は水深 d と砕波パラメータ γ を用いて $H_m = \gamma d$ と表される。通常 γ は定数であるか、海底勾配または波形勾配の関数として表される。SWAN では砕波パラメータの値を決定するために 2 つのオプション（定数/海底勾配依存の関数）が用意されているが、本研究では $\gamma = 0.73$ （定数）、 $\alpha_{BJ} = 1.5$ (Nelson, 1987) を採用した。

4.3.4 4 波共鳴相互作用： S_{nl4}

スペクトル型波浪モデルは、様々な振幅、波長、伝播方向をもつ波の重ね合わせを位相平均した形で記述される。動波では、4 つの波成分間のエネルギーの受け渡しが起こる。4 波共鳴による非線形相互作用は一般的に次のように定式化されている (Hasselmann, 1962)。周波数 $f_{1,2,3,4}$ の 4 つの波数ベクトル $k_{1,2,3,4}$ が、

$$f_1 + f_2 = f_3 + f_4 \quad (4.107)$$

$$k_1 + k_2 = k_3 + k_4 \quad (4.108)$$

の共鳴条件を満たすとき、 k_4 の成分波が受け取るエネルギーは、

$$S_{nl4}(k_4) = \iiint T_1(k_1, k_2, k_1 + k_2 - k_4) E(k_1) E(k_2) E(k_1 + k_2 - k_4) dk_1 dk_2 \\ - E(k_4) \iiint T_2(k_1, k_2, k_4) E(k_1) E(k_2) dk_1 dk_2 \quad (4.109)$$

となる。 T は transfer coefficient と呼ばれるもので、波数ベクトルの複雑な関数となる。この作用により、スペクトルのピーク周波数より高周波帯でエネルギーが低周波帯に受け渡され、スペクトルのピークが低周波側に遷移していくエネルギーカスケードが生じる。

S_{nl4} の厳密計算

S_{nl4} の厳密計算は、式 (4.109) の積分計算を特異点をさけつつそのまま解くものである。式 (4.107) と式 (4.108) は、深海波の分散関係式を $(w)^2 = gk$ を用いて、

$$\sqrt{k_1} + \sqrt{k_2} = \sqrt{k_3} + \sqrt{k_4} \equiv \gamma \quad (4.110)$$

$$k_1 + k_2 = k_3 + k_4 \quad (4.111)$$

となる。この共鳴条件を表したのが図 4.4 である。この γ 値の等値線上に定めた任意の 2 点 P, Q と楕円の中心を結ぶそれぞれ 2 つのベクトルが共鳴条件を満たす 4 波の組み合わせとなる。このように、 γ の値と P, Q の位置の組み合わせが無数に存在し、 S_{nl4} の厳密計算は計算コストが膨大であり、未だに実用的ではない。

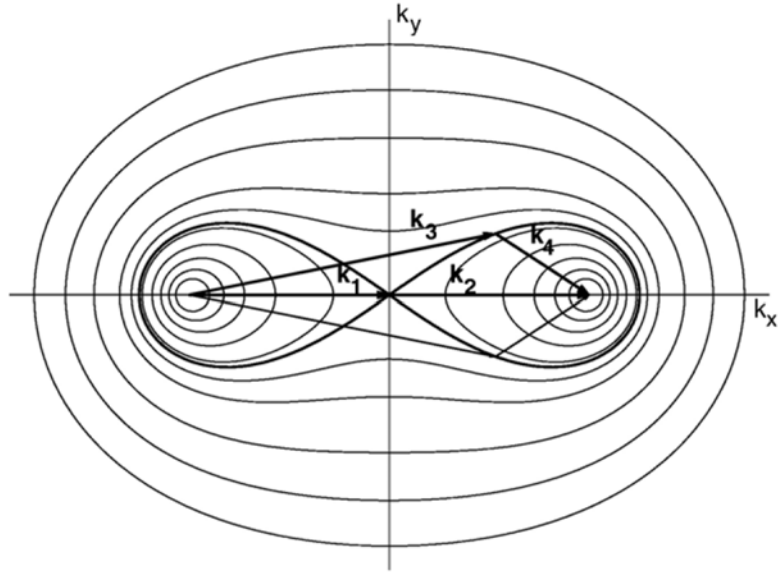


図 4.4 4 波共鳴図 (van Vledder, 2006, Fig. 2)

Discrete Interaction Approximation (DIA)

式 (4.109) の厳密な計算は、計算コストの観点から実用的ではないため、負荷の小さい近似計算が必要となる。そこで、共鳴条件を満たす組み合わせの中から、代表的な 2 組のベクトルのみに着目して、式 (4.109) の計算を精度良く近似する方法が開発され、Discrete Interaction Approximation (DIA) と呼ばれる (Hasselmann et al., 1985)。DIA において、考慮する 4 つの波成分は、

$$f_1 = f_2 = f \quad (4.112)$$

$$f_3 = f(1 + \lambda) = f^+ \quad (4.113)$$

$$f_4 = f(1 - \lambda) = f^- \quad (4.114)$$

を満たし、 $k_1 = k_2$ であり、 k_1 と k_3 のなす角 θ_1 は 11.5、 k_1 と k_4 のなす角 θ_2 は 33.6 となる。もう 1 組のベクトルは、一方の組と k_1 を挟んで対称となる $\theta_1 = 11.5$ 、 $\theta_2 = 33.6$ である。このとき $\lambda = 0.25$ である。この 2 組のみの波成分で S_{nl4} を次のように表現する。

$$S_{nl4}(f_1, \theta) = S_{nl4}^*(f_1, \theta) + S_{nl4}^{**}(f_1, \theta) \quad (4.115)$$

$$S_{nl4}(f_3, \theta) = S_{nl4}^*(f_3, \theta) + S_{nl4}^{**}(f_3, \theta) \quad (4.116)$$

$$S_{nl4}(f_4, \theta) = S_{nl4}^*(f_4, \theta) + S_{nl4}^{**}(f_4, \theta) \quad (4.117)$$

S_{nl4}^* は $\theta_1 = 11.5$ と $\theta_2 = 33.6$ の波成分の組み合わせのエネルギー輸送、 S_{nl4}^{**} は $\theta_1 = 11.5$ と $\theta_2 = 33.6$ の波成分の組み合わせのエネルギー輸送であり

$$S_{nl4}(f_1, \theta) = 2\delta S_{nl4} \quad (4.118)$$

$$S_{nl4}(f_3, \theta) = -\delta S_{nl4} \quad (4.119)$$

$$S_{nl4}(f_4, \theta) = -\delta S_{nl4} \quad (4.120)$$

このとき，

$$\delta S_{nl4} = C_{nl4} g^{-4} f^{11} \times \left\{ E^2(f_1, \theta) \left[\frac{E^2(f_3, \theta)}{(1+\lambda)^4} + \frac{E^2(f_4, \theta)}{(1-\lambda)^4} \right] - 2 \frac{E(f_1, \theta) E(f_3, \theta) E(f_4, \theta)}{(1-\lambda^2)^2} \right\} \quad (4.121)$$

である．定数 $C_{nl4} = 3 \times 10^7, S_{nl4}^{**}$ についても同様である．

4.3.5 3 波共鳴相互作用： S_{nl3}

浅海域では 3 波共鳴が重要な役割を果たす．この 3 波共鳴の過程によるエネルギー移流によって，波浪スペクトルが変化し，浅海域における波の発達や減衰に大きな影響を与える．例えば，これによって，単峯型スペクトルをもつ波は海岸に近づくと，多峯型スペクトルに変化する．SWAN において，3 波共鳴の過程は DTA (Discrete Triad Approximation; Eldeberky and Battjes, 1995) を改良した LTA (Lumped Triad Approximation; Eldeberky, 1997) を用いて表される．

$$S_{nl3} = (\sigma, \theta) = S_{nl3}^-(\sigma, \theta) + S_{nl3}^+(\sigma, \theta) \quad (4.122)$$

$$S_{nl3}^+ = \max \left\{ 0, 2\pi\alpha_{EB} C C_g J^2 |\sin \beta| \left[E^2\left(\frac{\sigma}{2}, \theta\right) - 2E\left(\frac{\sigma}{2}, \theta\right) E(\sigma, \theta) \right] \right\} \quad (4.123)$$

$$S_{nl3}^-(\sigma, \theta) = -2S_{nl3}^+(2\sigma, \theta) \quad (4.124)$$

ここで α_{EB} はチューニング係数であり， β はアーセル数 U_r を用いて，次のように近似される．

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh \frac{0.2}{U_r} \quad (4.125)$$

$$U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{d^2} \quad (4.126)$$

式中の \bar{T} は， $\bar{T} = 2\pi/\bar{\sigma}$ であり， $0.1 < U_r < 10$ のみ 3 波共鳴が計算される．また，式 (4.123) 中の共鳴係数 J は Madsen and Sørensen (1993) によって，次のように示される．

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gh + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} h (gh + \frac{2}{15} gh^3 k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 h^2)} \quad (4.127)$$

4.4 大気海洋波浪結合モデル

地球流体力学的に矛盾なくシミュレーションを行うには，相互のモデルでの計算結果をフィードバックして影響を及ぼし合うことが必要不可欠である．本研究では上記の 3 モデルを結合させ，相互に物理量を交換する双方向カップリングを用いる．図 4.5 に結合モデルの概念図を示す．ここで， $U(V)_{\text{wind}}$ は 10m 風速を， P_{atm} は海面気圧を， RH は相対湿度を， T_{air} は気温を， SST は海面温度を， $u(v)_s$ は流速を， η は海面高さを， $bath$ は地形を， $H_{\text{wave}}, L_{\text{wave}}, D_{\text{wave}}$ はそれぞれ波高，波長，波向を， $T_{\text{surf}}, T_{\text{bott}}$ は表層，低層の周期を， Q_v は碎波率を， W_{dissip} は波の散逸率を， U_b は底層の回転速度を表す．気象モデル，海洋モデル，波浪モデルは Model Coupling Toolkit(MCT) により結合されており，MCT は様々なデータの変換，変形が可能である (Warner et al., 2008) ．

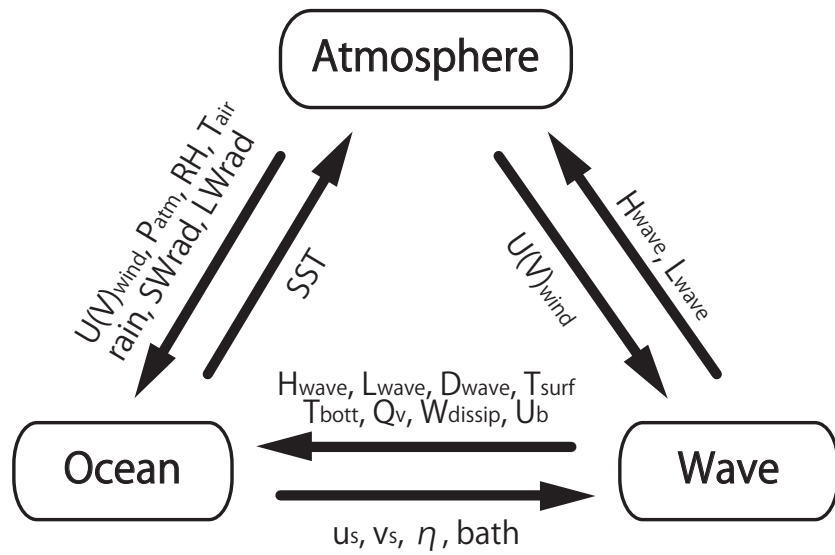


図 4.5 大気海洋波浪結合モデルの概念図

第 5 章 運動量・TKE バルク式の応答解析

本章では，結合モデルに適用する風依存のバルク式と波浪依存のバルク式に応じて，気象や海象に与える影響について検討を行った．まず，一様水深地形を用いた実験によって，表層流速に生じる違いについて検討した．その後，台風を対象としたメソスケール，湾スケールの実計算を行うことにより，それぞれのスケールにおけるバルク式の違いによる影響検討を行った．

5.1 理想地形での実験

風依存のバルク式と波浪依存のバルク式を用いた一様水深地形での理想実験を行った．ここでは，解析的には比較できない，風依存のバルク式と波依存のバルク式とを用いて，一様風下での海洋の表層流速を比較する．

計算条件（一様水深地形）

海洋モデルの計算条件を表 5.1 に示す．計算領域は長さ 50km，幅 10km，深さ 300m の水路とし，計算格子は $50 \times 10 \times 20$ 層とした．time step は 15 秒，計算期間は 1 日間である．なお，コリオリ力は考慮しておらず，乱流モデルには GLS model を用いて係数は $k - \epsilon$ モデルに対応するように与えた．境界条件は放射境界とし，計算領域内の水量が変化しないように設定した．

波浪モデルの計算条件を表 5.2 に示す．計算格子は海洋モデルと同様に与えた．方位は 36 分割とし，周波数は 0.05 から 0.5Hz を 24 分割 ($df/f \approx 0.1$) とした．time step は 60 秒，計算期間は 1 日間とし，海洋モデルとの結合は 120 秒ごとに行う．外力には風速 10m/s の一様風を与え，初期場は静止状態とした．

表 5.1 理想実験における海洋モデルの計算条件

simulation period	1 day
time step[s]	15
horizontal resolution[m]	1000
vertical level	20
initial condition	constant temp. and salt., no current
boundary condition	Radiation

表 5.2 理想実験における波浪モデルの実験条件

項目	内容
simulation period	1 day
time step[s]	60
horizontal resolution[m]	500
direction resolution	36
frequency resolution	24 (0.05 - 0.5 Hz)

表 5.3 検討した大気側粗度のバルク式

	バルク式	定数
Charnock (1955) (Ch)	$z_0 = \alpha_{ch} u_*^2 / g$	$\alpha_{ch} = 0.011 \sim 0.018$
Taylor and Yelland (2001) (TY)	$z_0 / H_s = \alpha_{TY} (H_s / L_p)^{\beta_{TY}}$	$\alpha_{TY} = 1200, \beta_{TY} = 4.5$
Oost et al. (2002) (Oo)	$z_0 / L_p = \alpha_{Oo} (u_* / c_p)^{\beta_{Oo}} / \pi$	$\alpha_{Oo} = 25, \beta_{Oo} = 4.5$
Drennan et al. (2005) (Dr)	$z_0 / H_s = \alpha_{Dr} \min(u_* / c_p, 0.1)^{\beta_{Dr}}$	$\alpha_{Dr} = 3.35, \beta_{Dr} = 3.4$

表 5.4 検討した海側粗度のバルク式

	バルク式	定数
Charnock (1955) (Ch_w)	$z_{0w} = \alpha_{ch} u_{*w}^2 / g$	$\alpha_{ch} = 1400$
Terray et al. (1996) (Te)	$z_{0w} = \alpha_{zos} H_s$	$\alpha_{zos} = 0.5$

表 5.5 検討した TKE flux のバルク式

	バルク式	定数
Craig and Banner (1994) (CB)	$K_v \partial k / \partial z = \alpha_{CB} u_*^3$	$\alpha_{CB} = 100$
Feddersen and Trowbridge (2005) (FT)	$K_v \partial k / \partial z = \alpha_{diss} \epsilon_{diss}$	$\alpha_{diss} = 0.25$

検討は大気側粗度，海洋側粗度，TKE フラックスの 3 つの項目について行った．表 5.3～5.5 に用いたバルク式と経験定数の一覧を示す．ここで， z_0 は大気側粗度高さ， z_{0w} は海側粗度高さ， K_v は鉛直渦粘性， k は乱流エネルギー， z は鉛直位置， u_* は摩擦速度， g は重力加速度， H_s は有義波高， L_p はピーク周波数， c_p は波速， ϵ_{diss} は波の散逸エネルギーを表す．大気側の粗度高さは，摩擦速度から求められる Charnock の式 (CH) と，波形勾配から求められる Taylor-Yelland の式 (TY)，波齢から求める Oost の式 (Oo)，Drennan の式 (Dr) の計 4 式を用いた．海洋側の粗度高さは，Charnock の式 (Ch_w)，波高から求める Terray の式 (Te) を用いた．また，TKE フラックスとして，摩擦速度から求められる Craig-Banner の式 (CB)，波の散逸率から求められる Feddersen らの式 (FT) を用いた．経験定数には原著論文の数値を，観測から明確に示されていないものについては，一般的に用いられている値とした．

結果（一様水深地形）

本実験では、海洋モデルと波浪モデルを結合し、第2章で紹介した海面でのバルク式を用いて比較を行った。外力として風を与えているため、海洋モデルでは1) 大気からの運動量フラックスを算出するための大気側粗度、2) 海洋への運動量フラックスから表層の流速を算出するために用いられる海洋側粗度、3) 大気もしくは波浪から与えられる TKE フラックスのバルク式を書き換えて数値計算を行った。

大気側粗度の影響 図 5.1 に大気側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流地点における一様水深地形の実験結果を示す。上段が海面粗度の時間変化、中段が摩擦速度、下段が表層流速の時間変化を示しており、青線が Ch、緑線が TY、赤線が Oo、水線が Dr の結果を示している。Oo は初期に大きな粗度を算出している。これは、初期において波齢の小さい波が生じたことによるものである。同じように波齢の逆数に比例する Dr があるが、こちらは波齢の逆数が 0.1 を超えないように制限を与えているため、Oo のような過大な粗度が算出されなくなっている。

次に、TY が計算開始から 1 時間後に大きな粗度を算出している。これは、計算開始から 1 時間後にフェッチが短く、波長の短い波が 40km 地点に到達したためで、大きな波形勾配から粗度を大きく算出している。波浪は約 5 時間でほぼ定常に達し、粗度の時間変化は計算開始から 5 時間以降変動がない。定常に達してからの粗度の大きさは $Oo > TY > Dr > Ch$ 順になっており、摩擦速度も同様の分布を示している。

異なる粗度、摩擦速度の時間変化は、表層流速の時間変化の加速度として表れている。初期に過大な粗度、摩擦速度を持つ Oo は計算開始から 1 時間で急激に流速が発達している。また、TY は計算開始 1 時間に大きな粗度、摩擦速度を算出するため、Ch や Dr に比べて計算開始から 2 時間後までの範囲で流速が大きくなる傾向がある。波浪が定常に達してからは、全てのバルク式で同様の流速の発達が見られる。

海洋側粗度の影響 図 5.2 に海洋側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流地点における有義波高、粗度、表層流速の時間変化を示す。青線が Chw、緑線が Te の結果を示す。粗度は Chw で約 13m、Te で約 0.4m と 30 倍以上の違いがある。既往研究が少なく、パラメタリゼーションが正確に行えていないことが推察されるが、結果として現れる表層流速には大きな違いはない。大気からの運動量フラックス算出に直接関係する大気側粗度と異なって、海洋側粗度は乱流モデル中における運動量フラックスを算出するための一部の物理量として機能しているためである。

図 5.3 に境界から 40km 下流における 24 時間後の TKE と流速の鉛直プロファイルを示す。青線が Chw、緑線が Te の結果を示す。表層の流速の差と、シアに伴った TKE の分布に差が見られるだけで、同様の分布を示している。海洋側粗度のパラメタリゼーションにおいては、粗度が 40cm から 13m の違いでは、大きな影響を与えないことを示している。

TKE フラックスの影響 図 5.4 に境界から 40km 下流の地点における TKE フラックス式を変更した波の散逸率、表層 TKE、表層流速の時間変化を示す。青線が CB、緑線が FT を示す。CB は摩擦速度にのみ依存するため、表層 TKE は一定値をとっている。一方で、FT は波の散逸率の変動に合わせた時間変化となっている。TKE の大きさは下層との混合の程度を表現していると理解できるため、TKE の小さい FT では表層の運動エネルギーは表層に集中しているため、CB に比べて大きな流速を持っている。

図 5.5 に TKE フラックス式を変更した時の境界から 40km 下流における 24 時間後の TKE と流速の鉛

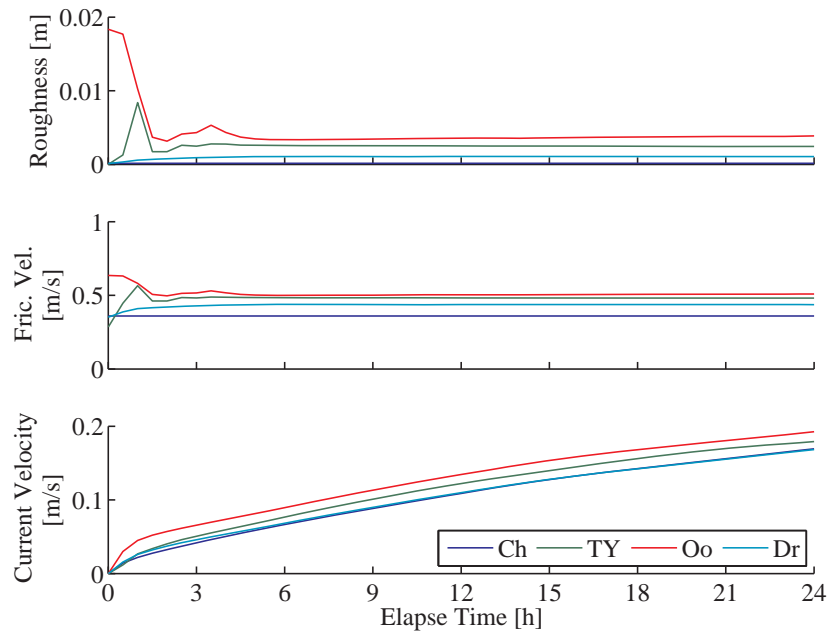


図 5.1 大気側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流地点の粗度，摩擦速度，表層流速の時間変化（青線：Ch，緑線：TY，赤線：Oo，水線：Dr）

直プロファイルを示す．青線が CB，緑線が FT の結果を示す．CB は表層で大きな TKE を与えるが，水深方向には急激に減衰している．流速プロファイルは，TKE の大きい CB は表層では小さい流速を与えているが，水深 20m より浅い部分では流速のシアが小さい分布を示している．そのため，水深 18m 地点で CB と FT の流速の逆転が生じている．TKE フラックスの違いにより，表層流速及び表層部の流速プロファイルに影響を与えることを確認した．

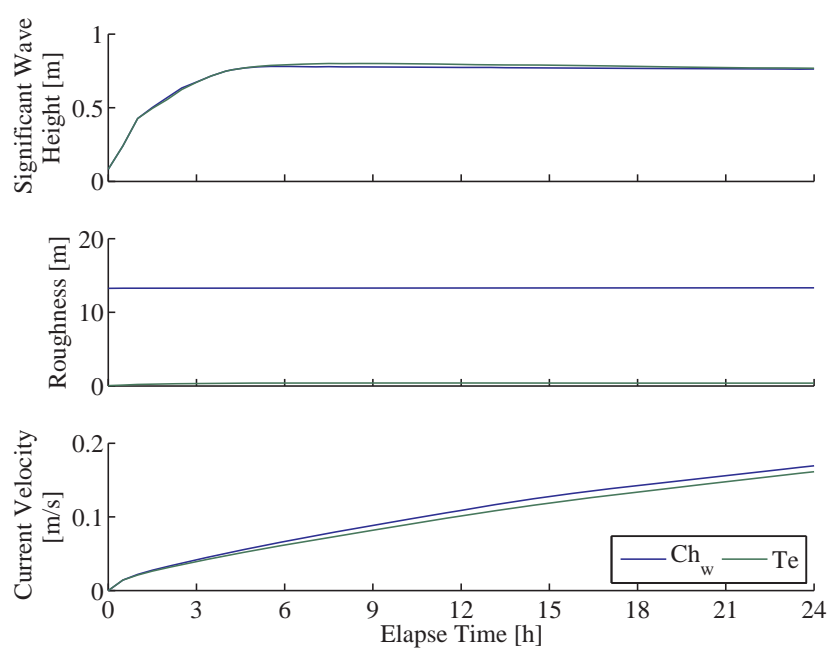


図 5.2 海洋側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流における有義波高，粗度，表層流速の時間変化（青線：Chw，緑線：Te）

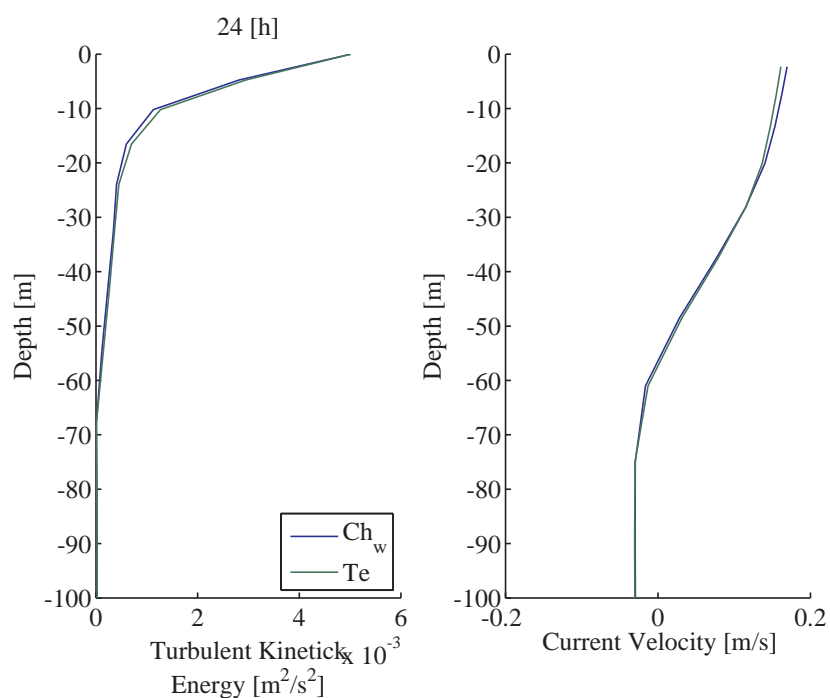


図 5.3 海洋側粗度のバルク式を変更した時の境界から 40km 下流における 24 時間後の TKE と流速の鉛直プロファイル（青線：Chw，緑線：Te）

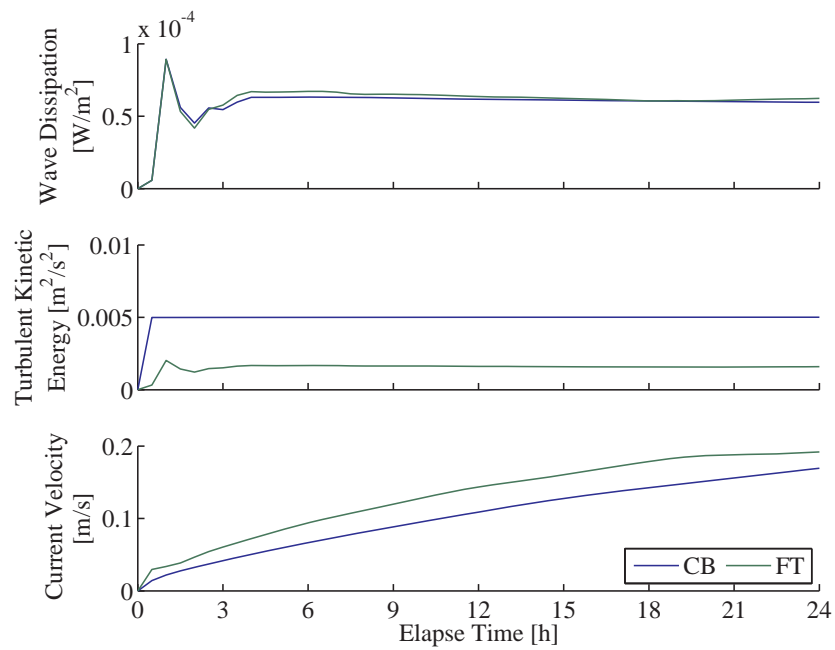


図 5.4 TKE フラックス式を変更した時の境界から 40km 下流地点における波の散逸率，表層 TKE，表層流速の時間変化（青線：CB，緑線：FT）

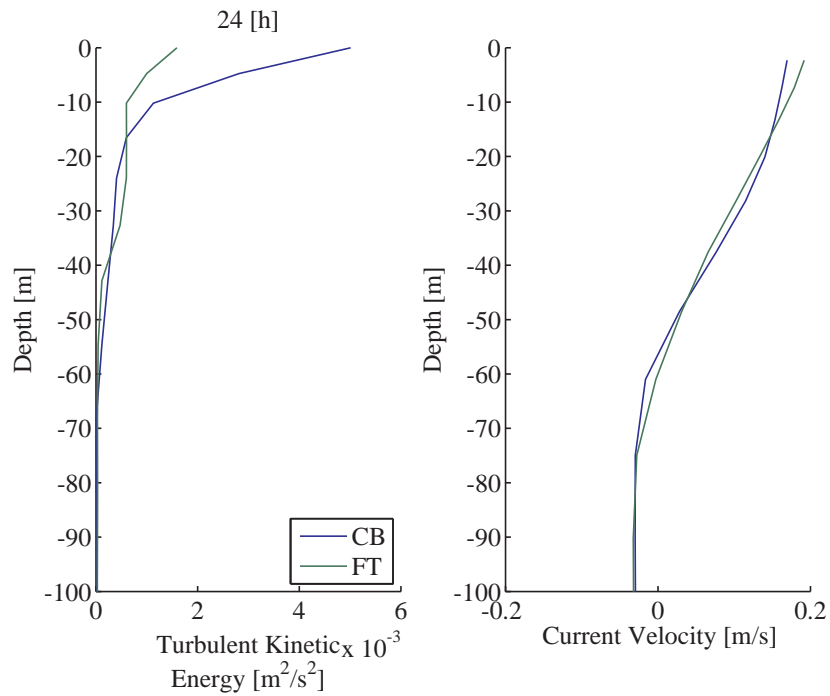


図 5.5 TKE フラックス式を変更した時の境界から 40km 下流地点における 24 時間後の TKE と流速の鉛直プロファイル（青線：CB，緑線：FT）

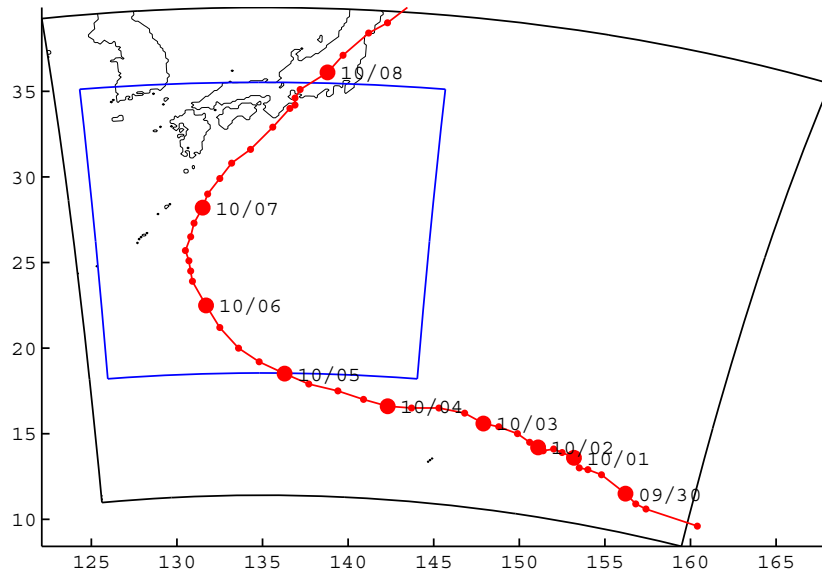


図 5.6 台風下のメソスケール計算のドメイン（黒実線：WRF，青実線：ROMS/SWAN）

5.2 台風を対象としたメソスケール計算

前節では，海面での大気側及び海洋側粗度，TKE フラックスに関するバルク式を書き換えることによる影響を調べるため，一様水深地形での数値計算を行った．その結果，大気側粗度，海洋側粗度や TKE フラックスは流速や TKE といった海洋の物理量に対して影響を及ぼすが，波浪に対しての影響は小さいことがわかった．そこで本節では，海面でのバルク式を書き換えることによって，実台風下での気象・海象への影響について調べるため，数値計算を行った．本節では，第 4 章で示した大気海洋波浪結合モデルを用いて台風 Melor(2009) を対象とした計算を行う．

5.2.1 計算条件

計算領域を図 5.6 に，計算条件を表 5.6 に示す．黒実線が WRF，青実線が ROMS 及び SWAN の計算領域を示す．WRF の計算領域を広くとり，計算上の台風が安定した後を検討対象とした．水平格子数は 12km の解像度で 338x270 に設定し，鉛直層数は 40 層とした．この時，金ら (2012) による表層の解像度が高くすることで，表層の再現性が向上するという報告から，表層付近の解像度を高く設定した．time step は WRF の標準値よりもやや短い 60 秒とした．ROMS と SWAN は 10km の解像度で 195x190 とした．ROMS の鉛直格子数は図 5.7 に示すとおり 40 層とした．表層付近の解像度は試行を繰り返した結果，黒潮が発散しないようかなり高く設定している．time step は地形条件に関する計算安定性から求めた値よりもやや短い 30 秒とした．SWAN の方位分割数は 24 方位とし，周波数はうねりが生じることを考慮して 0.03 から 0.5Hz までの 30 分割 ($df/f \approx 0.1$) とした．計算期間は台風の発生以降で海洋上に台風が存在する期間を計算するため，2009 年 9 月 30 日から 10 月 8 日までとした．なお，モデル間の結合間隔は 120 秒とした．

初期値，境界値データを表 5.7 にまとめる．WRF の初期値，境界値には 1 度，6 時間の解像度を持つ NCEP FNL データ (ds083.2) を与えた．このデータは，台風の再現には解像度が低いとされているが，本

表 5.6 メソスケール計算におけるモデルの計算条件

model	WRF	ROMS	SWAN
horizontal grid	338 x 270	195 x 190	195 x 190
horizontal resolution	12km	10km	10km
vertical grid direction	40 1.000, 0.999, 0.997, 0.994, 0.990, 0.985, 0.978, 0.969, 0.956, 0.939, 0.918, 0.894, 0.870, 0.845, 0.807, 0.765, 0.719, 0.672, 0.622, 0.571, 0.520, 0.468, 0.420, 0.376, 0.335, 0.298, 0.263, 0.231, 0.202, 0.175, 0.150, 0.127, 0.106, 0.088, 0.070, 0.055, 0.040, 0.026, 0.013, 0.000	40	24
vertical η frequency		-	0.03 - 0.5Hz 30 分割
dt	60s	30s	75s

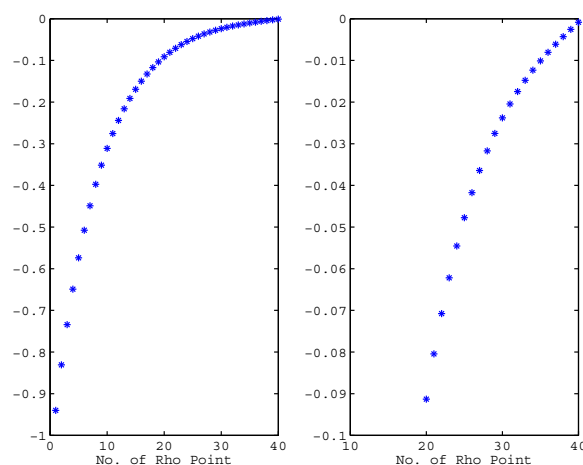


図 5.7 計算で用いた ROMS の鉛直格子

実験は再現実験ではないため、他データの利用、ボーガスの導入は行なっていない。地形データには 30 秒の解像度を持つ、USGS の GTOPO30 を用いた。ROMS の初期値、境界値には水平に 1/12 度、鉛直に 46 層の空間解像度、1 日の時間解像度を持つ JCOPE2 の計算結果を用いた。また、潮汐に TPXO7.2 を用いた。SWAN の初期値、境界値には 1/2 度、3 時間の解像度を持つ NOAA の Wave Watch III の全球計算結果を用いた。ROMS 及び SWAN の地形データには 30 秒の空間解像度を持つ GEBCO のデータを用いた。

モデルの物理条件を表 5.8 から表 5.10 に示す。WRF に適用した物理スキームは、微物理スキームに氷相過程を含む WSM 6-class scheme、接地境界層スキームに Monin-Obkhov の相似則を基にした Eta similarity scheme、惑星境界層には使用実績の多い MY スキームを改良した Mellor-Yamada-Janjic scheme を用いた。積雲パラメタリゼーションは適用していない。ROMS に適用した物理計算スキームはコリオリ項の考慮、底面を no-slip として対数則を適用、スカラーの水平移流項に 3 次風上、鉛直移流項に 4 次中心差分である。SWAN には第 3 世代、Komen の物理スキームを用いており、白波碎波、浅海

表 5.7 メソスケール計算におけるモデルの初期値・境界値

model	WRF	ROMS	SWAN
initial and boundary	NCEP FNL	JCOPE2, TPXO7.2	NOAA WW3
spatial, time resolution	1 degree , 6 hours	1/12 degree , 1 day	1/2 degree , 3 hour
topography	USGS GTOPO30	GEBCO	GEBCO
spatial resolution	30 秒	30 秒	30 秒

表 5.8 メソスケール計算における WRF の物理計算スキーム

微物理	WSM 6-class scheme
長波放射物理	RRTM scheme
短波放射物理	Dudhia scheme
接地層物理	Eta similarity scheme
地表面物理	Noah land-surface model
惑星境界層	Mellor-Yamada-Janjic scheme
積雲パラメタリゼーション	n/a

表 5.9 メソスケール計算における ROMS の物理計算スキーム

Advection term	on
Coriolis term	on
Horizontal mixing	Laplacian
Bottom friction	Logarithmic
Scalar horizontal advection	3rd order upstream
Scalar vertical advection	4th order centered
Scalar horizontal mixing	Laplacian
Bottom friction	Logarithmic

砕波，底面摩擦を考慮している．

5.2.2 結果

各バルクフラックスの影響を調べるために，大気側粗度及び海洋側粗度に Charnock，TKE フラックスに Craig-Banner を用いた結果をコントロールラン（以下，CT）としてどの程度の再現性があるのか検討を行った後，比較を行った．

Best Track と CT との比較 図 5.8，5.9 に台風のトラックと最低中心気圧，最大風速，最大風速半径 (Radius of Maximum Wind Speed, RMW) を示す．ここで，赤プロットは Best Track，青実線は CT の結果を表す．台風経路は良く再現できているが，進路を北向きに変えた後の急速な移動は再現できてお

表 5.10 メソスケール計算における SWAN の物理計算スキーム

Generation	3rd
Power of high frequency tail	Komen
White capping	on
Breaking	on
Bottom friction	JONSWAP
Vegetation	n/a

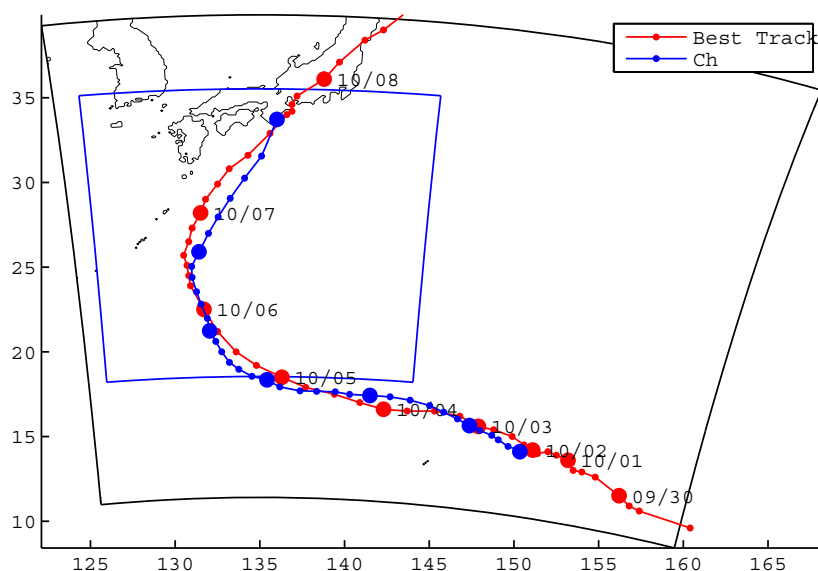


図 5.8 Best Track データと CT の台風経路

らず，やや遅れて日本に上陸する結果となった．最低中心気圧は，計算結果は台風発達時の中心気圧の低下を再現できていない．Best Track では 10 月 4 日に最低気圧を記録するが，計算結果は 10 月 3 日に 940hPa に達した後，ほぼ一定の中心気圧のまま日本に接近する結果となった．最大風速は，最も台風が発達する時期を除いてほぼ Best Track と同じ結果となった．台風の発達を除いて，概ね良く再現できている．以降では，Best Track との差が小さく，台風が結合計算が行われている領域に入る 10 月 6 日 0 時から 10 月 8 日 0 時までに注目して結果の比較を行う．

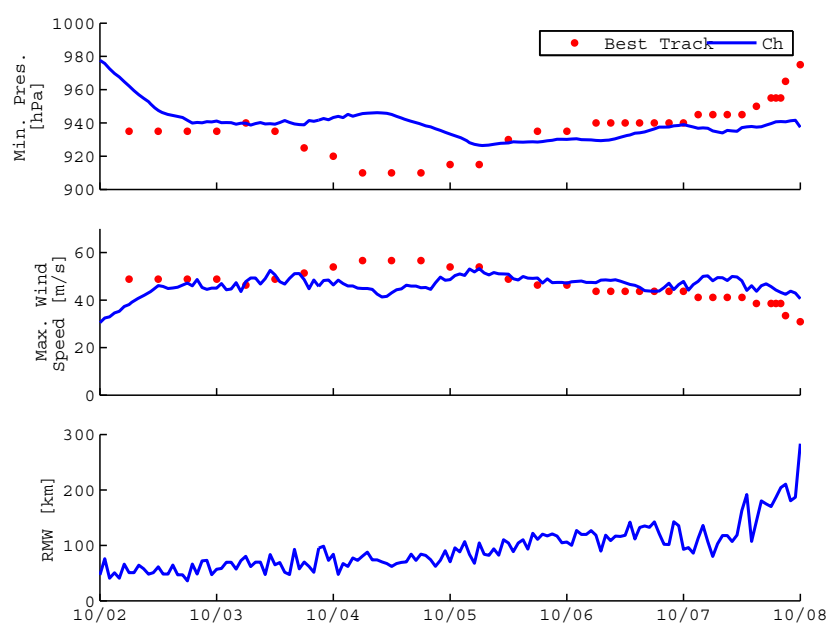


図 5.9 Best Track データと CT の最低中心気圧，最大風速，最大風速半径

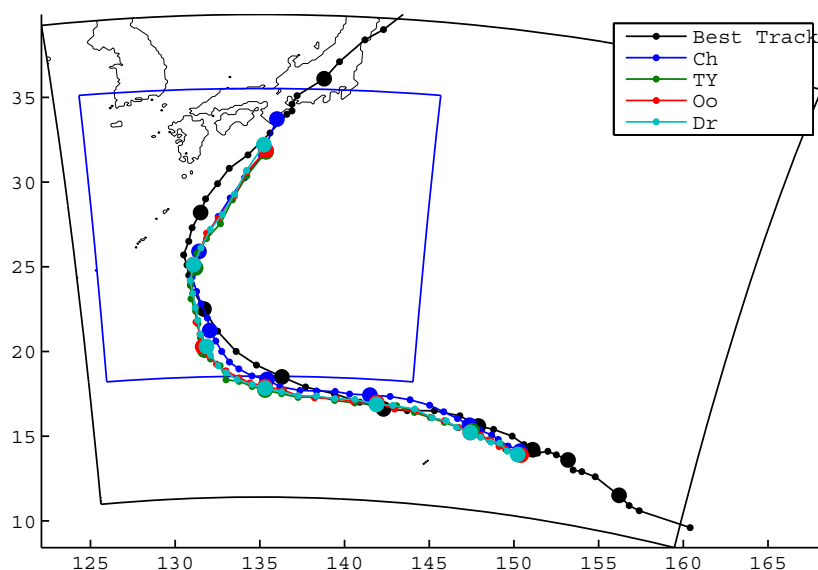


図 5.10 Best Track データと大気側バルク式を変えて推定された台風経路の比較

大気側粗度の影響

大気側粗度の影響について検討を行うため、大気側粗度のバルク式に Ch, TY, Oo, Dr を適用した計算を行った。このとき、海洋側粗度と TKE フラックスには Chw と WD を適用している。

台風の諸特性への影響について 図 5.10 に Best Track データと大気側バルク式を変えて推定された台風経路の比較を示す。黒色実線が Best Track、青色実線が Ch、緑色実線が TY、赤色実線が Oo、水色実線が Dr の結果を表す。推定された経路はほぼ同じ経路をとっており、台風経路に対して大きな影響がないことがわかる。しかし、台風の移動速度は Ch だけがやや速く移動する結果となった。図 5.11 に台風の最低中心気圧、最大風速、RMW の結果を示す。青実線が Ch、緑実線が TY、赤実線が Dr、実線が Dr の結果を示す。最低中心気圧は、4 ケースにおいてあまり差がなかった。最大風速は Oo だけが小さく推定する結果となったが、他の 3 ケースでは同様の結果となった。RMW は最低中心気圧、最大風速の地点がばらつくため振動が大きい、Ch が大きく推定する傾向にある。

大気への影響について 図 5.12(a) に台風中心から時間・方位角平均した風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。Oo の結果が特徴的で、他の結果に比べて風速を小さく、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスを大きく推定している。Ch のピーク値に比べて、摩擦速度は約 30% 大きく、顕熱、潜熱フラックスは約 70% 以上も大きい。他の波浪依存式である TY, Dr は、風速のピーク値は Ch と同程度であるが、波浪依存式の結果はピークがやや内側にある。摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスは TY と Dr のピーク値はほぼ等しく、ピーク位置は Dr が約 20km 内側になった。Dr と Ch は、ピーク位置がほぼ同じで、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスは Dr の方が大きくなった。総じて、波浪依存式は風速依存式に比べて摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスを大きく推定し、その差は最大風速半径付近で最も大きくなる。この関係は、風速と海面抵抗係数の関係に表れている。

図 5.13 に台風中心から半径 200km 以内の風速と抵抗係数の関係を示す。黒のプロットは既往のバルク式及び観測結果を示しており、破線は Wu (1980)、実線は Large and Pond (1981)、一点鎖線は Mitsuyasu

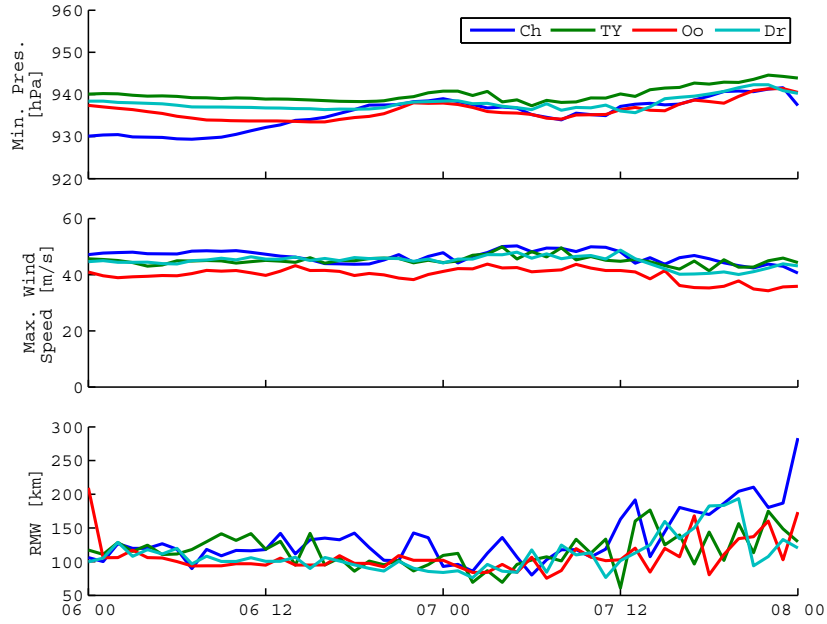


図 5.11 台風の最低中心気圧，最大風速，RMW

and Honda (1982), 丸プロットは Powell et al. (2003) で範囲は 95% の信頼区間を示している．風速 20m/s を超えるあたりから，Oo の推定値が大きくなり，既往研究で得られている抵抗係数の分布とも異なった分布となっている．このような抵抗係数の分布が，最大風速半径付近での大きな摩擦速度を推定する結果になっている．また，大きな摩擦速度（粗度）は，大きな熱フラックス推定につながっている．30m/s 以下の抵抗係数の分布に注目すると，Ch, TY, Dr の結果は観測値に比べて概ね妥当な結果を与えている．一方で，波齢の関数である Oo, Dr の分布はシステムティックな特徴的な分布形状となっている．これは，波齢に用いられる波速を算出するために， L_p/T_p （ピーク波長/ピーク周期）を用いていることによる．SWAN で求められる周期は計算条件で示したように，周波数が $df/f \sim 0.1$ でその間隔が定められている．また，深海域では $L_p = gT_p^2/2\pi$ からピーク波長が計算されるため，結局，波速は $gT_p/2\pi$ でピーク周期の一次関数となる．このことから，波齢の関数である Oo, Dr はシステムティックな分布を示している．ただし，30m/s を超える高風速下での貴重な観測結果である Powell et al. (2003) と比較すると，どのバルク式も高風速下では抵抗係数を過大に評価していることは明らかである．

図 5.12(b) に大気上層への影響として鉛直風速と凝結水分量を示す．コンターが鉛直風速を，シェードが凝結水分量を示す．左側が上から順に Ch, TY, Oo, Dr の結果を，右側が上から順に TY-Ch, Oo-Ch, Dr-Ch の結果を示す．どの結果も 100km から 150km にかけて上昇流のピークを持っているが，風速依存式の Ch の結果との差をとると，波浪依存式の結果の方がやや内側に壁雲を持つことがわかる．このように海面バルク式の影響は海面近くの現象に留まらず，大気上層にまで及ぶことがわかる．

図 5.14 に台風中心から半径 200km 以内の風速と水蒸気交換係数の関係を示す．黒のプロットは既往のバルク式及び観測結果を示しており，破線は DeCosmo et al. (1996)，実線は Fairall et al. (2003) による COARE 3.0 の結果，丸プロットは Black et al. (2007) で示す範囲は 95% の信頼区間を示している．計算結果は，潜熱フラックスの式として

$$Q_E = \rho_a L_v C_E U_{10} (q_s - q_{10}) \quad (5.1)$$

を用いて、 C_E を逆算した。この時、比湿の算出に必要な飽和水蒸気圧を求めるために Goff-Gratch の式を用いた。ここで、 Q_E は潜熱フラックス、 ρ_a は空気密度、 L_v は蒸発潜熱、 C_E は水蒸気交換係数、 q_s は海面温度を露点とする比湿、 q_{10} は海上 10m での比湿である。一般的に水蒸気交換係数は $1 \sim 1.5 \times 10^{-3}$ の範囲にあるとされており、既往の観測結果はその範囲に収まっている。一方で、計算結果は 20m/s 以下の低風速時で 0.5 以下、風速 30m/s を超えてようやく 1 を超え始めるような結果となっている。これは、WRF の Mellor-Yamada-Janjic スキームでは潜熱フラックスの計算に C_E のバルク式を用いているのではなく、運動量に関する粗度 (z_0) から気温、湿度に関する粗度 (z_{0t} , z_{0q}) を求めて、熱フラックスを計算しているためである。

次に、方位別の検討を行う。方位別の検討を行うのは、図 5.15 に示すように、台風の前方の風向と波向は良く一致しているが、台風の後方では風向と波向は一致していないため、台風後方では風依存のバルク式と波浪依存のバルク式とで分布に違いが現れることが予想されるためである。図 5.16 に、台風前方及び台風後方の風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。台風前方の風速分布は Oo を除いてほぼ一致している。これは理想地形実験で示したような、風向と波向が一致して、風速と波高が線形な関係にあるため、差が小さくなっている。摩擦速度や熱フラックスは、前述したように高風速域での抵抗係数の差が現れたものである。一方、台風後方では風速依存式のピーク位置は 150km にあるが、波浪依存式のピーク位置は 110km あたりに集中している。風速のピーク値はどのバルク式でも同程度だが、波浪依存式の方が摩擦速度で約 50%、熱フラックスに至ってはほぼ倍程度大きく推定している。

海洋への影響について 図 5.17 に台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード）、TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布を示す。左側の上から順に Ch, TY, Oo, Dr, 右側の上から順に TY-Ch, Oo-Ch, Dr-Ch を表す。Oo は摩擦速度を大きく推定したために、他の結果に比べて大きな流速を推定している。Ch, TY, Dr の推定結果は、同様の流速分布となっている。図 5.18 に 10 月 7 日 0 時における表層の流速、12 時間水温変化量の平面分布を示す。ベクトルは表層流速、シェードは水温変化量、水色三角は台風の中心位置を示す。台風中心から右側では、放射状の表層流速がある。さらに後方の表層流は、南、西、北と時計回りに流向を変えており、台風経路上の一点に注目した流向の時間変化は台風中心の通過以降で、東から時計回りに流向を変化させている。定性的には、台風の中心と流況のいち関係は台風が移動しても変化せず、平行移動していく。12 時間の水温変化量は最大で 2.7°C 低下しており、12 時間の時間スケールでは、流れが集中する位置の水温変化が最も大きい。表層流速も水温も非対称性が強く、右側もしくは後方でそれぞれ大きくなる傾向がある。

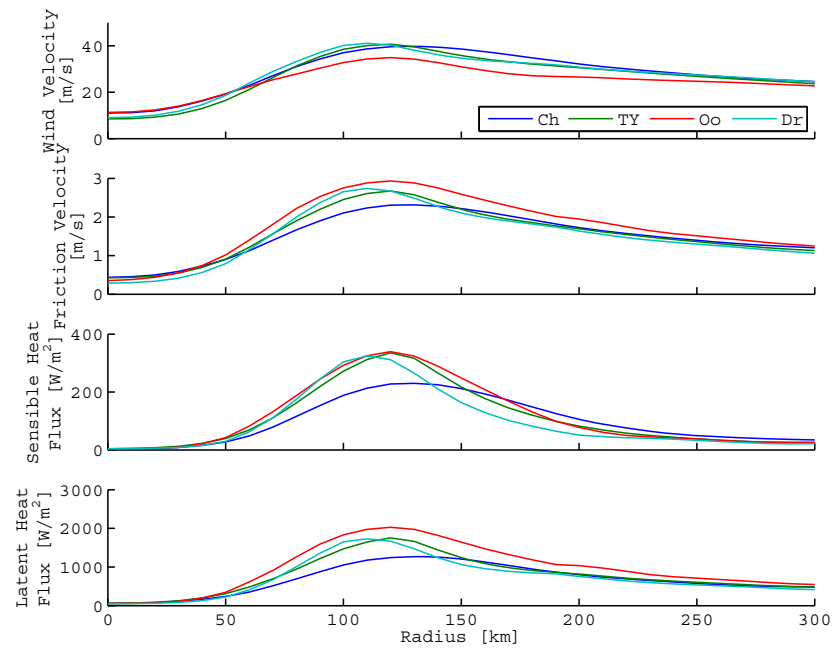
台風時の海洋表層の流れは強い非対称性を持つことから、大気側の比較と同様に方位毎の比較を行う。図 5.19 に有義波高、ピーク波長、ピーク周期、散逸率の半径方向の分布を示す。台風前方における Ch, TY, Dr の風速分布はほぼ一致していたため、有義波高の分布もほぼ一致しており、風速を小さく推定していた Oo は有義波高も小さくなった。台風後方でも、有義波高の分布は風速分布形状と一致しており、波浪依存式は風速依存式に比べて台風中心に近い位置でピークを持っている。ピーク周期は台風前方で 16 から 19 秒程度と長く、ピーク波長は 200 から 300m に達している。風向と波向が一致しない台風後方では、中心から最大風速半径かけて周期が短くなり、最大風速半径以降は周期が長くなる。

図 5.20 に台風前方、後方における海洋中の流速、TKE の鉛直分布を示す。表層流速について、台風前方では Ch, TY, Dr の大気側物理量の分布がほぼ一致していたため、同様の分布を示している。Oo は他に比べて大きな表層流速を推定している。台風後方では、波浪依存式が 120km から 220km の範囲で

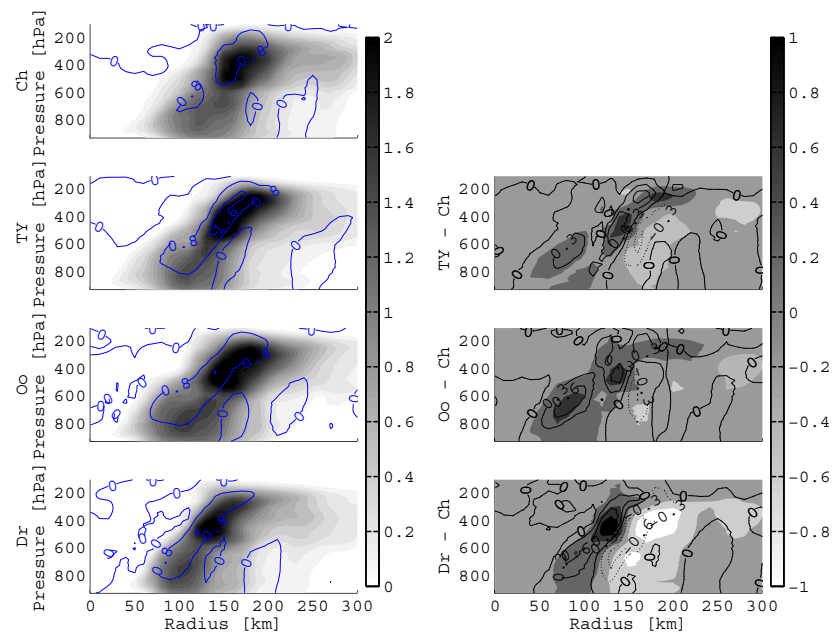
風速依存式より大きな流速を推定している．これは，波浪依存式では最大風速半径（110km）付近で風速や摩擦速度を大きく推定しており，この影響が遅れて表層の流速に現れたためだと考えられる．表層 TKE の分布は摩擦速度の分布と一致しており，台風前方では 120km 付近に，台風後方の風速依存式では 140km 付近，波浪依存式では 110km 付近にピークを持っている．

図 5.21 に台風前方及び後方の水温，塩分の鉛直分布を示す．左側が水温分布，右側が塩分分布を表している．台風前方において，水温も塩分も表層から約 70m まで一様な水温分布となっており，鉛直混合はあまり見られない．台風後方では，最大風速半径から一気に鉛直混合が進む様子が水温の分布からわかる．水温変化は流速の大きな O_o で最も大きくなった．塩分の分布では，台風中心を過ぎたあたりから混合が始まり，低層の高塩分が表層に広がっている．塩分の方が水温に比べて容易に拡散する傾向がうかがえる．

次に台風経路に注目した比較を行う．図 5.22 に 10 月 4 日 0 時を基準とした 10 月 8 日 0 時における台風通過後の水温変化を示す．左上が Ch，右上が TY，左下が O_o ，右下が Dr の結果を示しており，黒線が当該時刻の間に通過した台風の経路を示している．いずれの計算結果も経路のやや右寄りで特に水温低下が生じていること，通過経路の北緯 20 度から 23 度の間で水温低下が大きく，4 度以上の水温低下が生じている．図 5.23 に台風経路に沿った 10 月 8 日 0 時の水温分布を示す．台風がグラフ右端の位置するときの水温分布で，黒線は 25°C の等温線を示している． 25°C を混合層の下端と定義すると，北緯 28 度あたりの混合層厚は台風通過前で 80m であったものが台風通過に伴って下層の低温水塊が上昇，混合して，50m まで混合層が浅くなっている．北緯 25 度以南では鉛直混合が進んだ結果，混合層厚が 100m より深い位置まで広がっている．また，水深 50m までの水温のパターンに注目すると，計算領域南側境界と北緯 23 度あたりに水温低下のピークが表れており，北緯 26 度あたりに次の水温低下のピークが形成され初めている．台風経路上では水温低下量の大小の波が生じることがわかる．バルク式間の比較では， O_o で最も水温低下が進んでおり，他の 3 ケースではどれも同程度の水温低下となっている．図 5.24 に 10 月 6 日 10 時の台風中心位置における海面水温の時間変化を示す． O_o で 5.8°C の水温低下があり，TY，Dr が約 5°C で同程度，Ch が 4.5°C の低下となった．水温低下のパターンに注目すると，台風通過前はゆっくりとした水温低下をして，通過から 4 時間刊は水温変化がなくなる．その後，一気に水温は低下して，波浪依存式では台風通過から約 24 時間後に，風速依存式の Ch では 30 時間後に水温低下のピークとなっている．



(a) 風速，摩擦速度，顕熱，潜熱フラックス



(b) 鉛直風速（コンター），凝結水分量（シェード）（左側の上から順に Ch，TY，Oo，Dr，右側の上から順に TY-Ch，Oo-Ch，Dr-Ch を表す．）

図 5.12 台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布

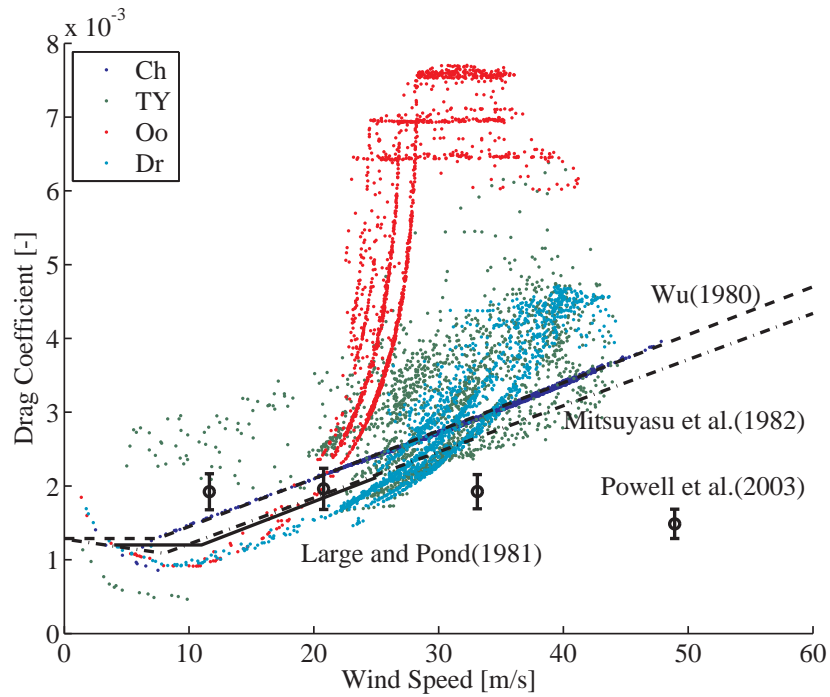


図 5.13 台風中心から半径 200km 以内の風速と抵抗係数の関係

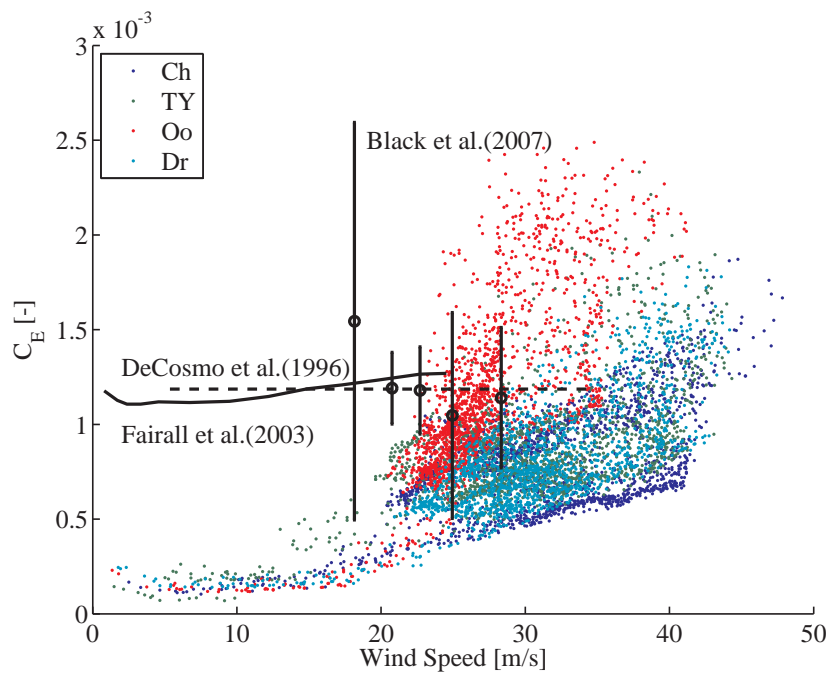


図 5.14 台風中心から半径 200km 以内の風速と潜熱交換係数（ダルトン数）の関係

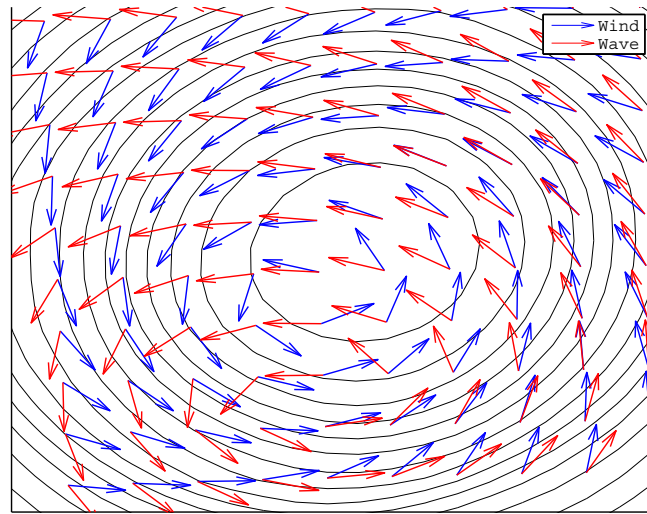
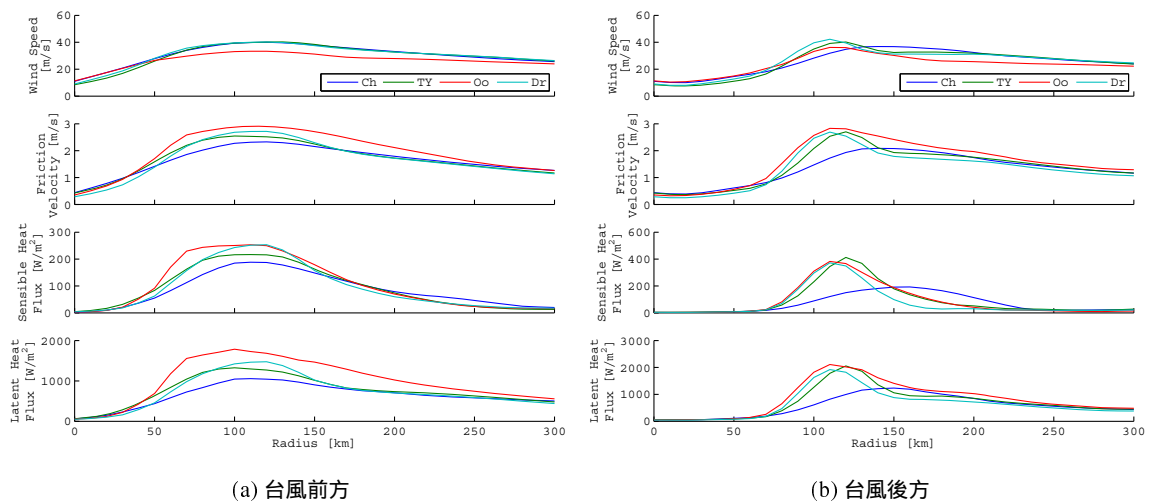


図 5.15 台風周りの風向と波向の分布（コンター：等圧線，青：風向，赤：波向，台風の進行方向：北）



(a) 台風前方

(b) 台風後方

図 5.16 風速，摩擦速度，顕熱，潜熱フラックスの半径方向の分布

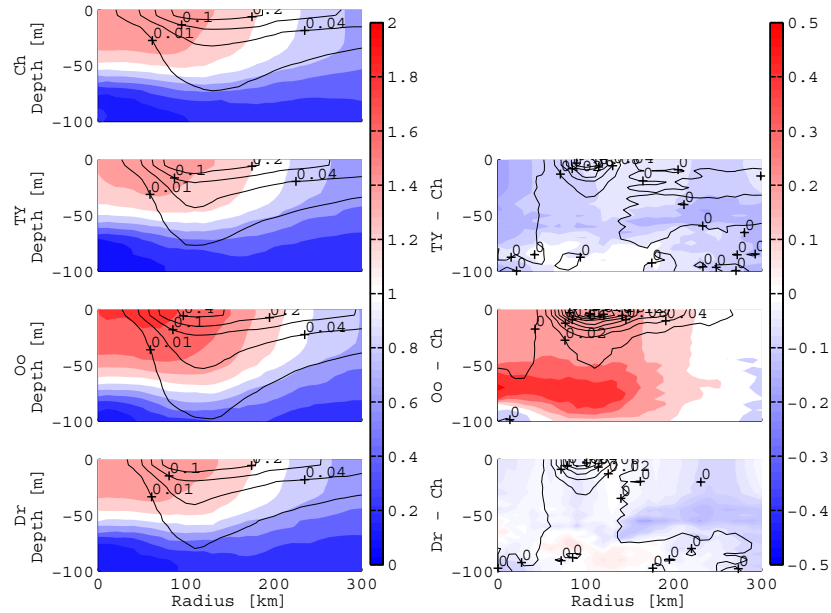


図 5.17 台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード）, TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布（左側の上から順に Ch, TY, Oo, Dr, 右側の上から順に TY-Ch, Oo-Ch, Dr-Ch を表す。）

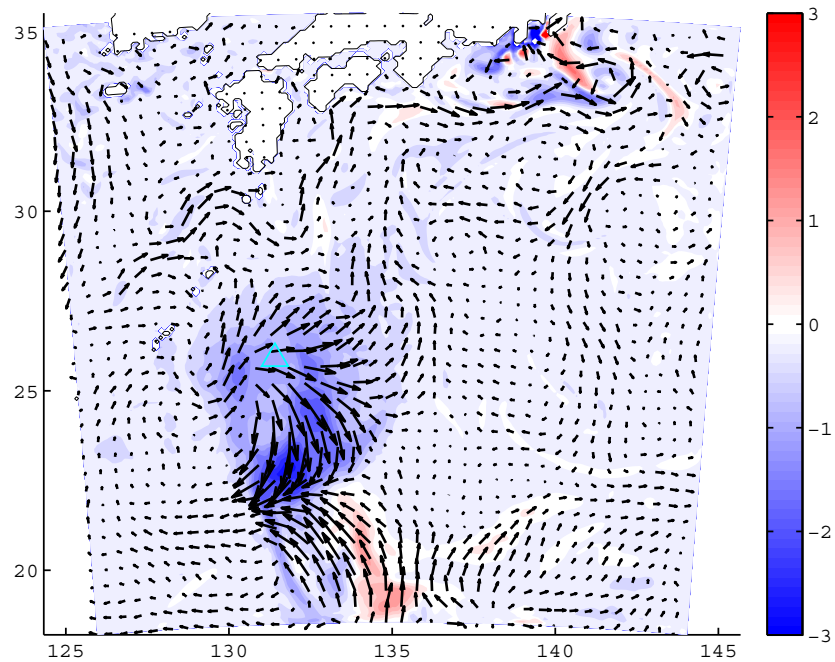


図 5.18 10月7日0時における表層の流速, 12時間の水溫低下量の平面分布（水色三角：台風中心）

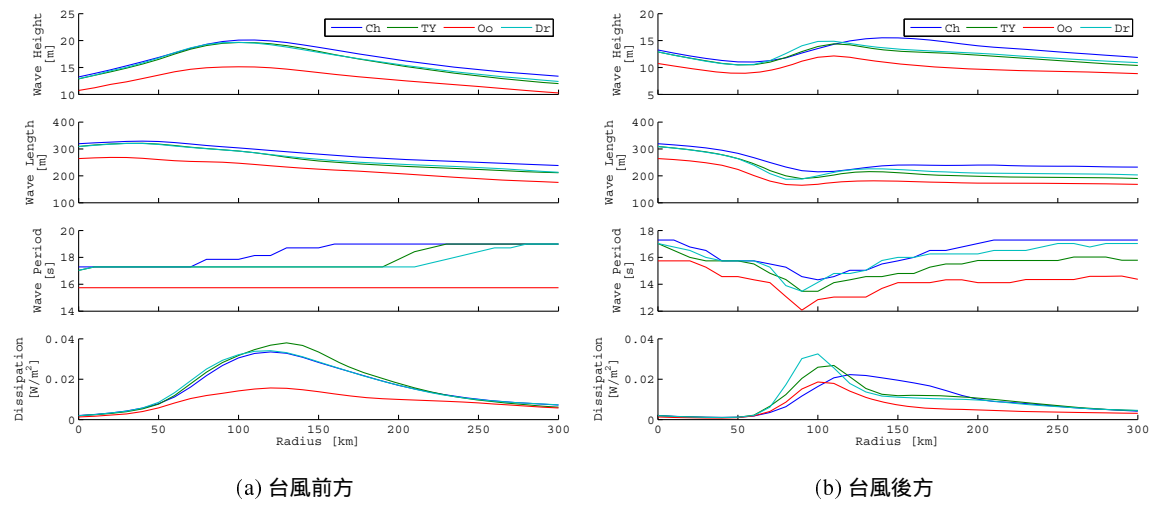


図 5.19 有義波高，ピーク波長，ピーク周期，散逸率の半径方向の分布

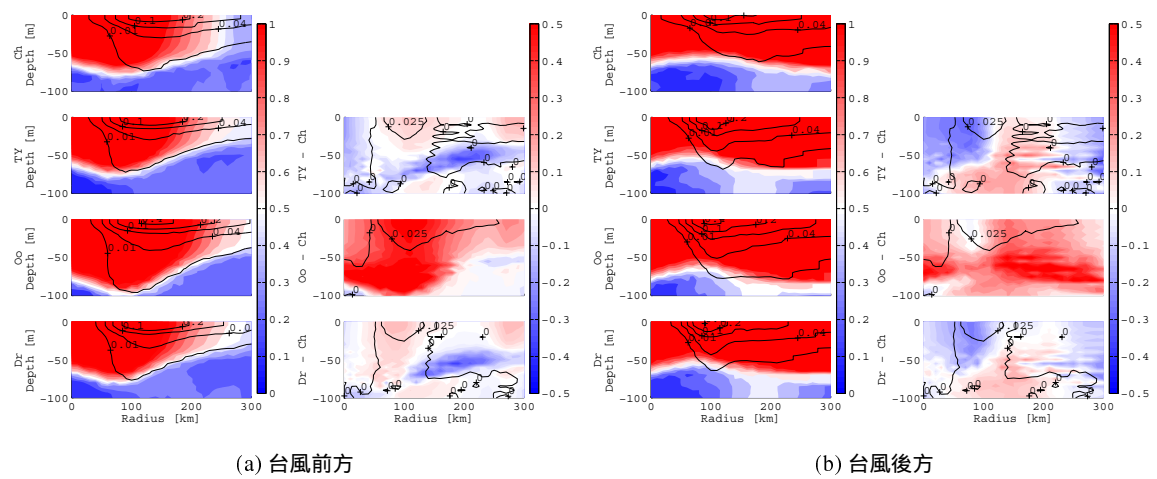


図 5.20 海洋中の流速，TKE の鉛直分布

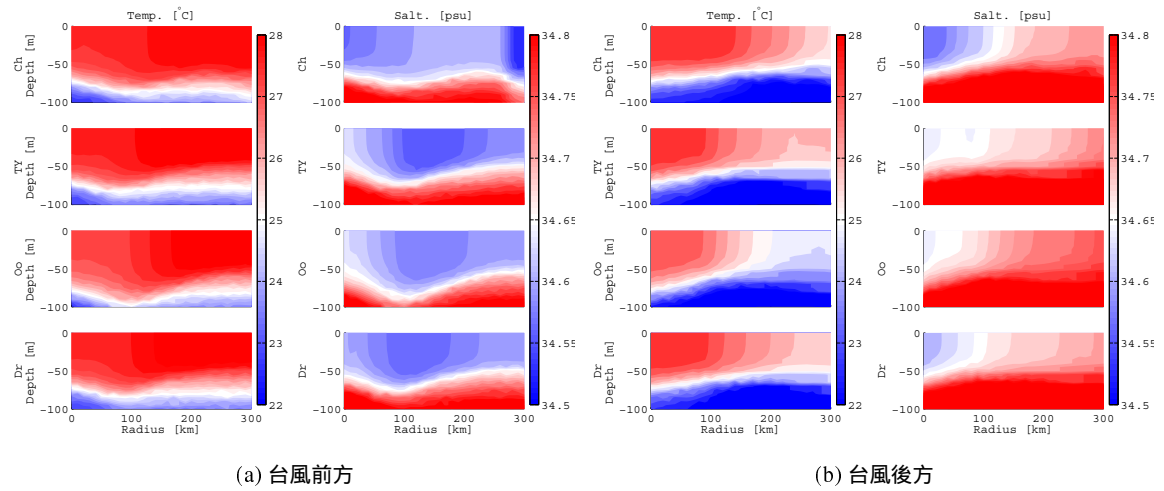


図 5.21 海洋中の水温，塩分の鉛直分布

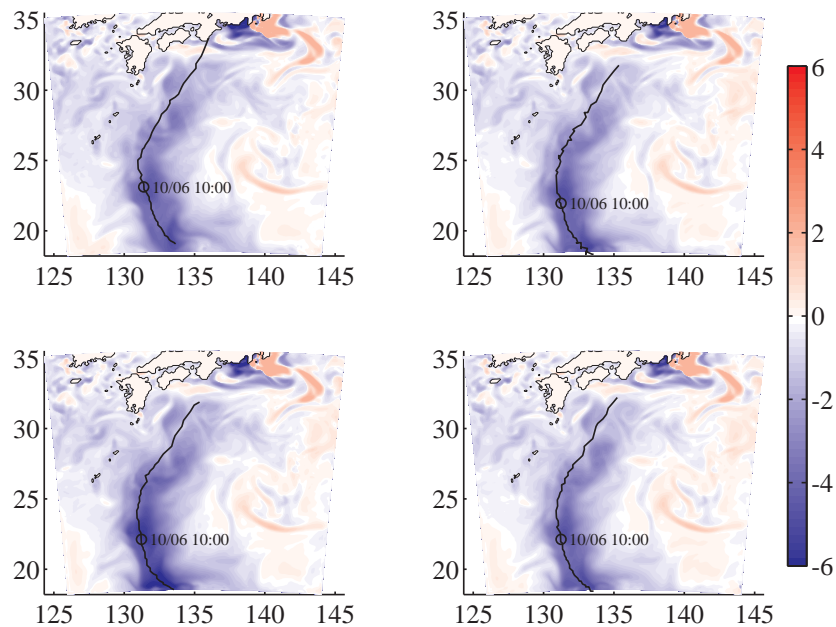


図 5.22 10 月 4 日 0 時を基準とした 10 月 8 日 0 時における台風通過後の水温変化（左上：Ch，右上：TY，左下：Oo，右下：Dr）

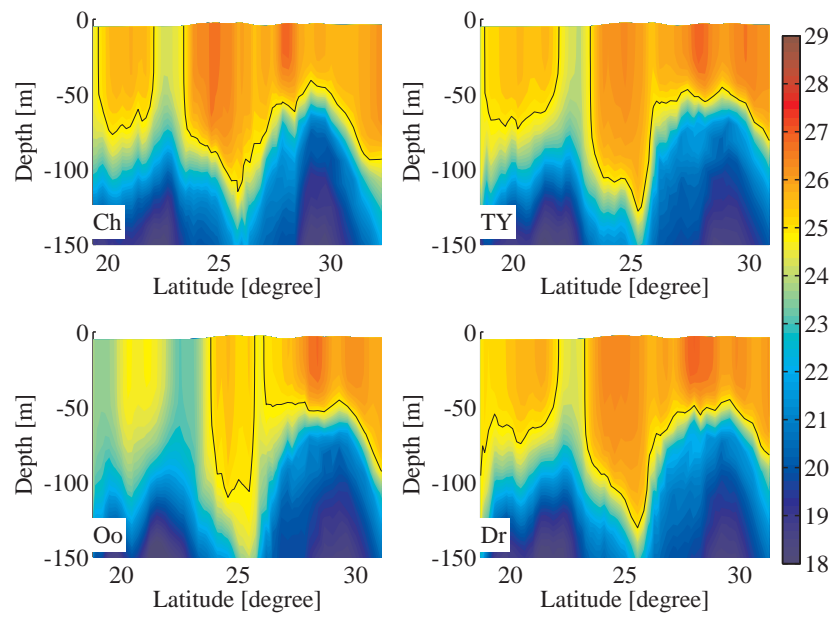


図 5.23 台風経路に沿った 10 月 8 日 0 時の水温分布

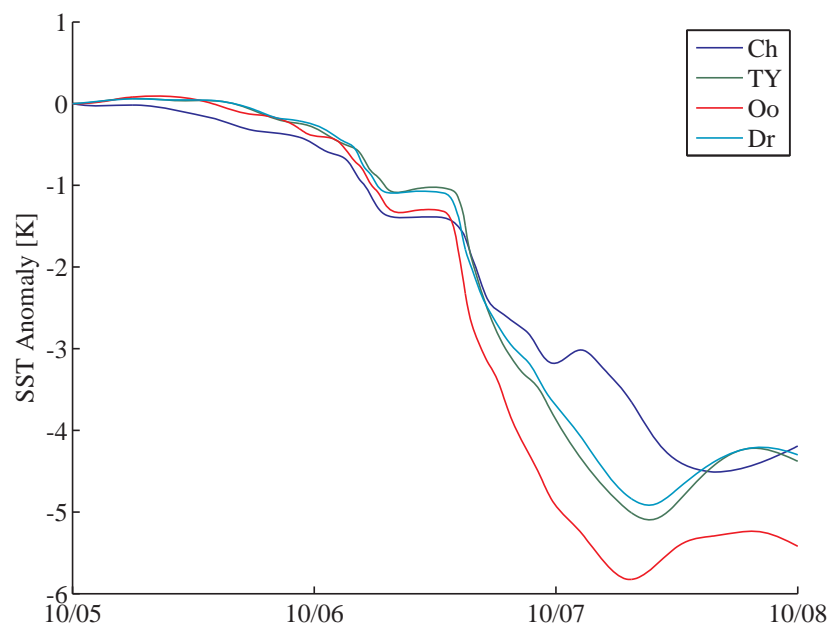


図 5.24 10 月 6 日 10 時の台風中心位置における海面水温の時間変化

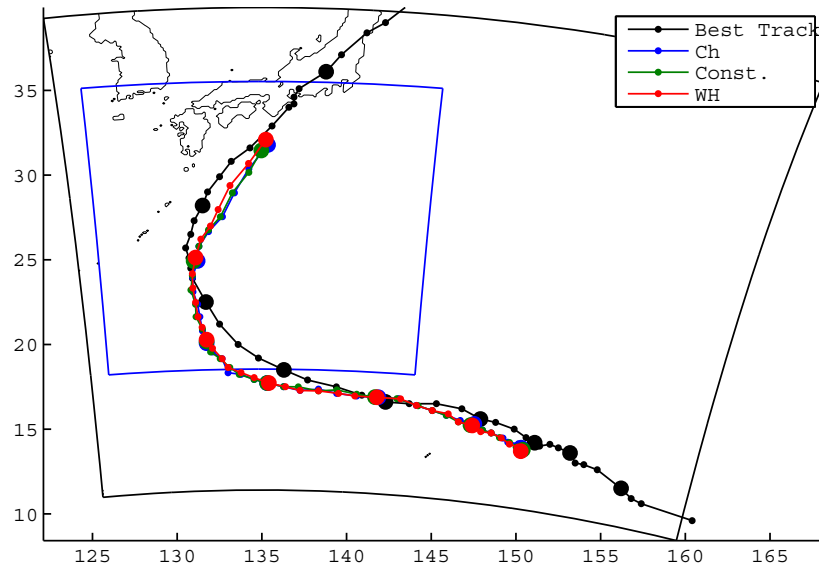


図 5.25 Best Track データと海洋側バルク式を変えて推定された台風経路の比較

海洋側粗度の影響

海洋側粗度の影響について検討するため、バルク式に Ch_w , Te そして一定値 ($Const.=0.02m$) を与えて計算を行った。この時、大気側粗度には Ch , TKE フラックスには CB を適用した。理想地形実験では、影響が小さかったことに留意して比較検討する。

台風の諸特性への影響 図 5.25 に Best Track データと海洋側バルク式を変えて推定された台風経路の比較とを示す。黒色実線が Best Track、青色実線が Ch_w 、緑色実線が一定値、赤色実線が Te の結果を表す。推定された経路はほぼ同じ経路をとっており、台風経路に対して大きな影響がないことがわかる。図 5.26 に台風の最低中心気圧、最大風速、RMW の結果を示す。どの結果にも差がなく、海洋側粗度から台風へのフィードバックがないことを確認した。

大気への影響について 図 5.27(a) に台風中心から時間・方位角平均した風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。どの結果も差はほとんどないが、一定値を採用したケースではピーク位置が 10km 程度大きくなった。図 5.27(b) に台風中心から時間・方位角平均した鉛直風速と凝結水分量を示す。コンターが鉛直風速、シェードが凝結水分量を示す。 Ch_w と Te の分布に差はほとんどない。 $Const.$ は、風速分布と同様にやや台風中心から外側に鉛直風速、凝結水分量のピークを持っている。図 5.28 に台風前方及び後方の風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。台風前方では、 $Const.$ を含めて同様の分布を示している。一方で、台風後方では Ch_w と Te が同様の分布だが、 $Const.$ のピーク値は約 20km 外側に寄っている。図 5.28 に台風前方及び台風後方の風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。台風の前方、後方別に比較しても Ch_w と Te に差がなく、大気に対して海洋側粗度はほとんど影響しないことがわかった。

海洋への影響について 図 5.29 に台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード）、TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布を示す。左側の上から順に Ch_w , $Const.$, Te , 右側の上から順に $Const.$

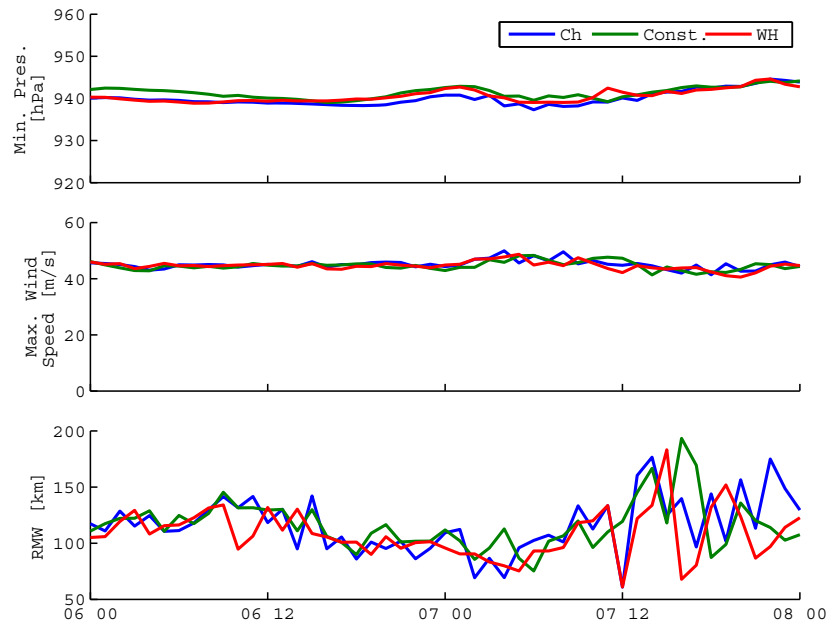
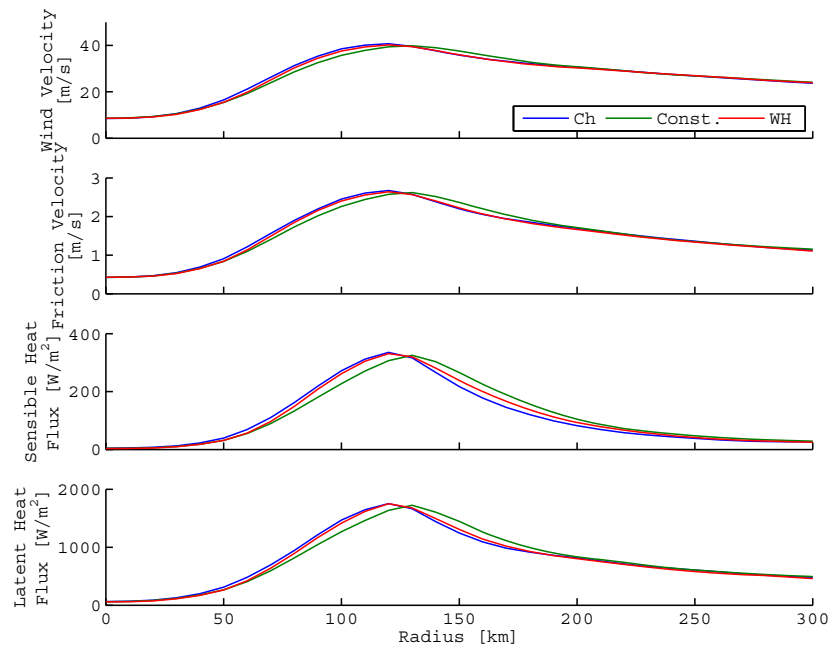


図 5.26 台風の最低中心気圧，最大風速，RMW

- Ch_w , $Te - Ch_w$ を表す．風速，摩擦速度の半径方向の分布にはあまり差がなかったが， Ch_w , $Const.$ は表層に大きな流速を持っている． Te は表層の流速は小さいものの，水深約 50m 以深では Ch_w に比べて大きな流速分布となっている．これは，最大風速半径付近では， Ch_w の z_0 は 900m 近くに達するのに対して， Te は 10m 程度であるため，このような差が生じたと考えられる．

ここから，方位角毎の比較を行う．図 5.30 に有義波高，ピーク波長，ピーク周期，散逸率の半径方向の分布を示す．台風前方はどのバルク式を用いても結果に差がなかった．台風後方では， Ch_w と Te が同じ分布となり， $Const.$ は大気側のピーク位置と同様に約 10km 外側にずれていた．図 5.31 に台風前方，後方における海洋中の流速，TKE の鉛直分布を示す．台風前方では， $Const.$ が最も大きい流速を推定している． $Const.$ の推定流速の分布は Ch_w と同程度の約 80m まで達している． Te の推定流速分布は表層での流速は小さいが，約 90m まで達している．台風後方の流速分布は，台風前方と同様で $Const.$ が大きく， Te で小さいが， Te は深くまで流速が分布している．半径方向の分布はどのケースも共通しており，前方から最大風速半径までは加速し，後方の最大風速半径までは減速，以降は加速傾向にある．図 5.32 に台風前方及び後方の水温，塩分の鉛直分布を示す．左側が水温分布，右側が塩分分布を表している．台風前方では，水温の低下はほとんどなく塩分は最大風速半径の位置で低下が見られる．水温躍層は水深 80m，塩分躍層は水深 50 から 70m までに分布している．台風後方では，水温躍層と塩分躍層はほぼ一致し，中心から離れるほど低層の水塊を巻き込みながら水温は徐々に低下，塩分は徐々に上昇する傾向がある．



(a) 風速, 摩擦速度, 顕熱, 潜熱フラックス

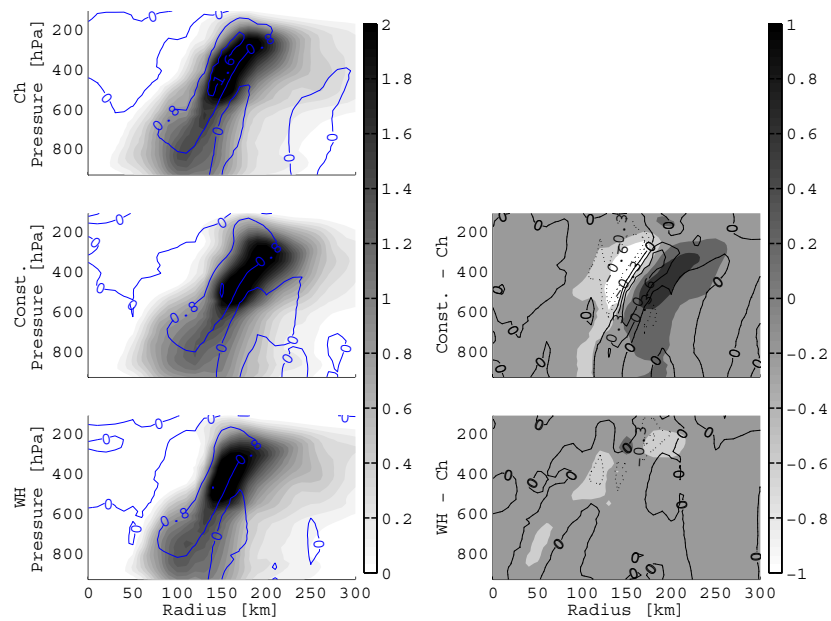
(b) 鉛直風速(コンター), 凝結水分量(シェード) (左側の上から順に Ch_w , $Const.$, Te , 右側の上から順に $Const. - Ch$, $Te - Ch$ を表す.)

図 5.27 台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布

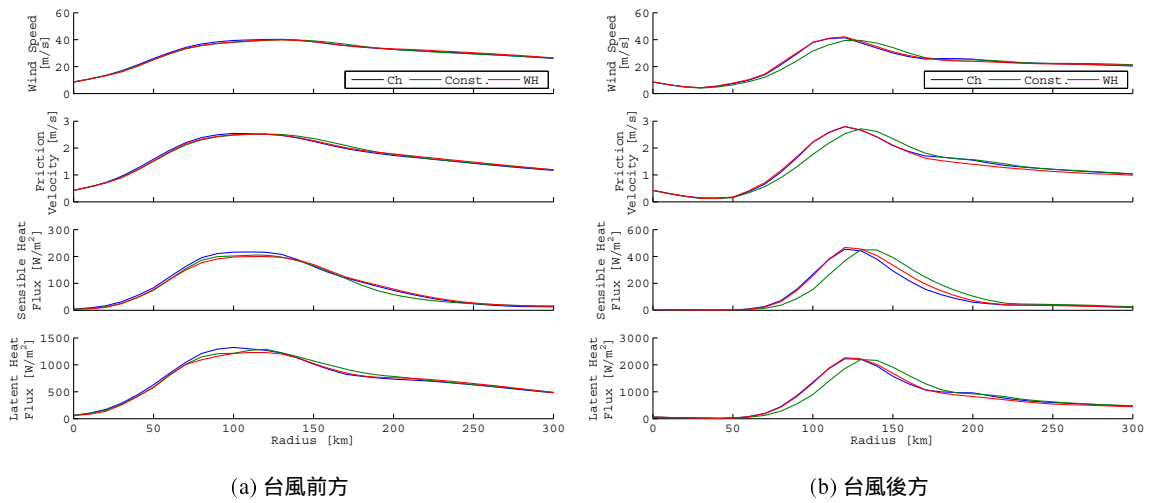


図 5.28 風速，摩擦速度，顕熱，潜熱フラックスの半径方向の分布

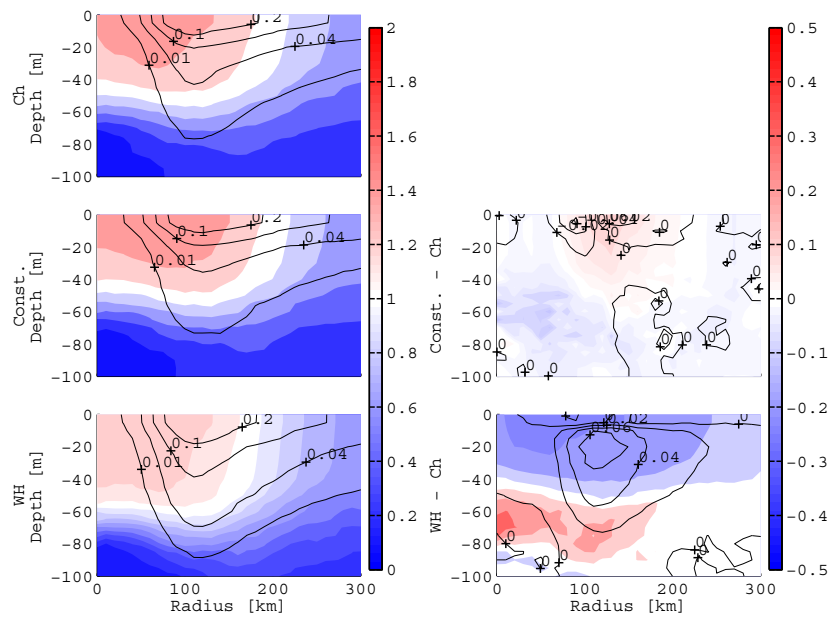


図 5.29 台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード），TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布（左側の上から順に Ch_w ， $Const.$ ， Te ，右側の上から順に $Const. - Ch_w$ ， $Te - Ch_w$ を表す。）

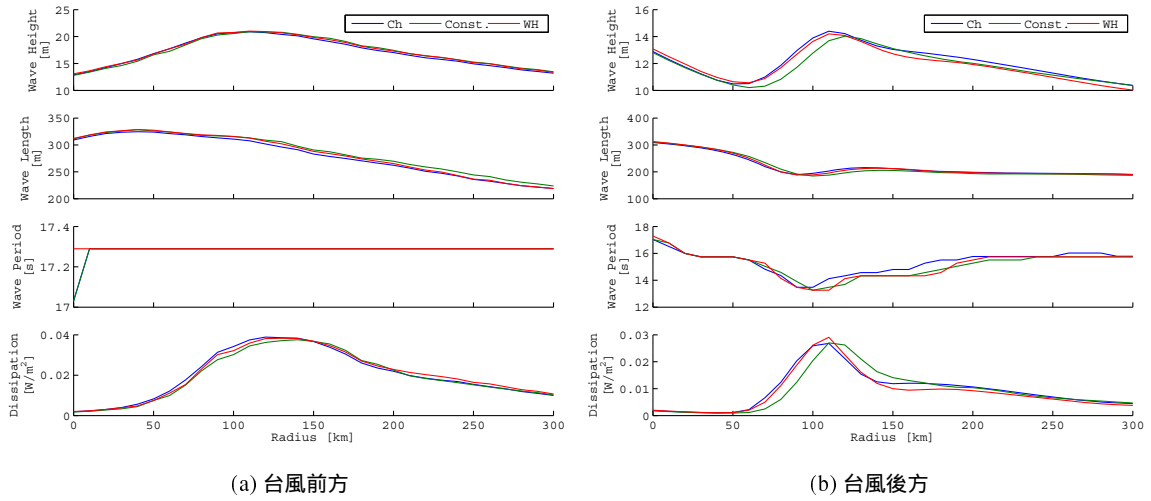


図 5.30 有義波高, ピーク波長, ピーク周期, 散逸率の半径方向の分布

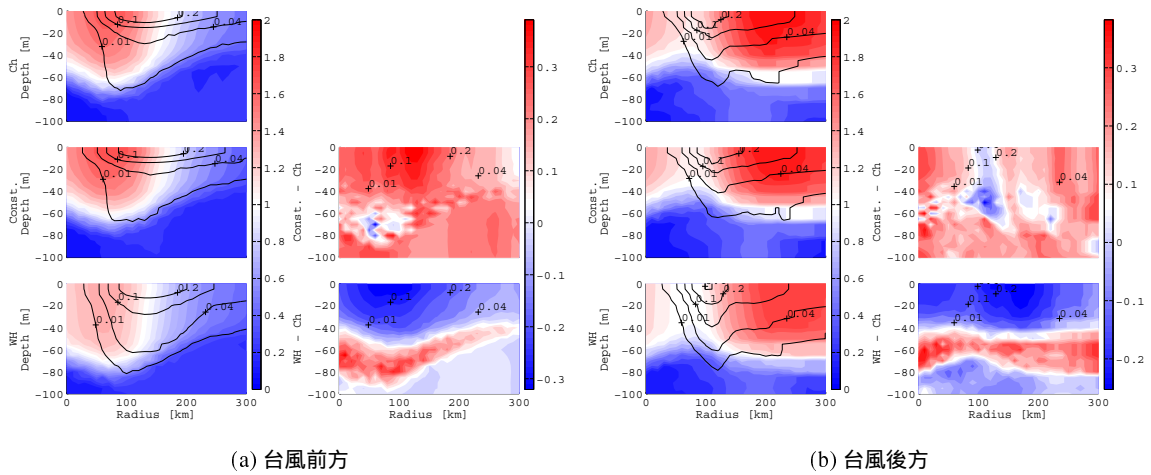


図 5.31 海洋中の流速, TKE の鉛直分布

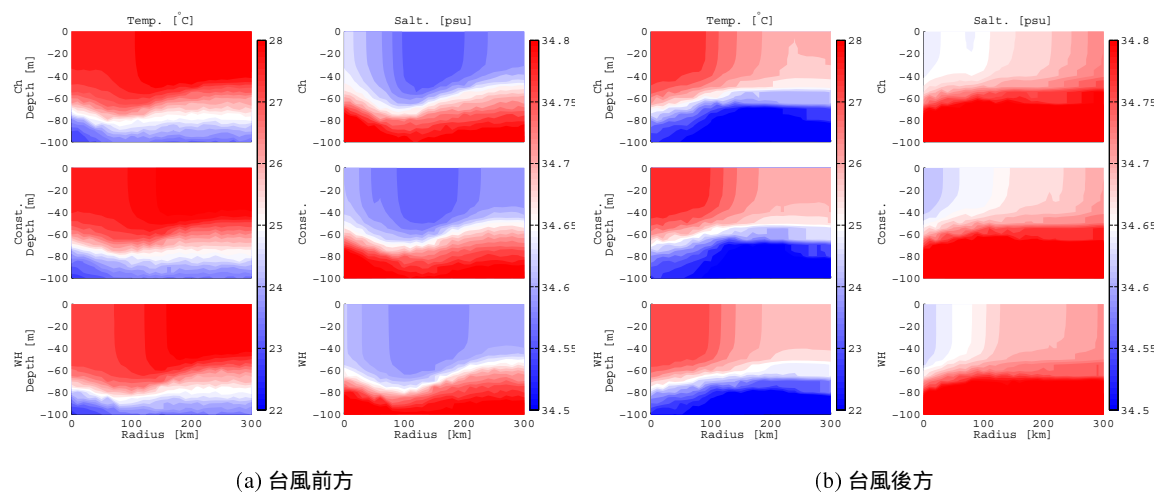


図 5.32 海洋中の水温，塩分の鉛直分布

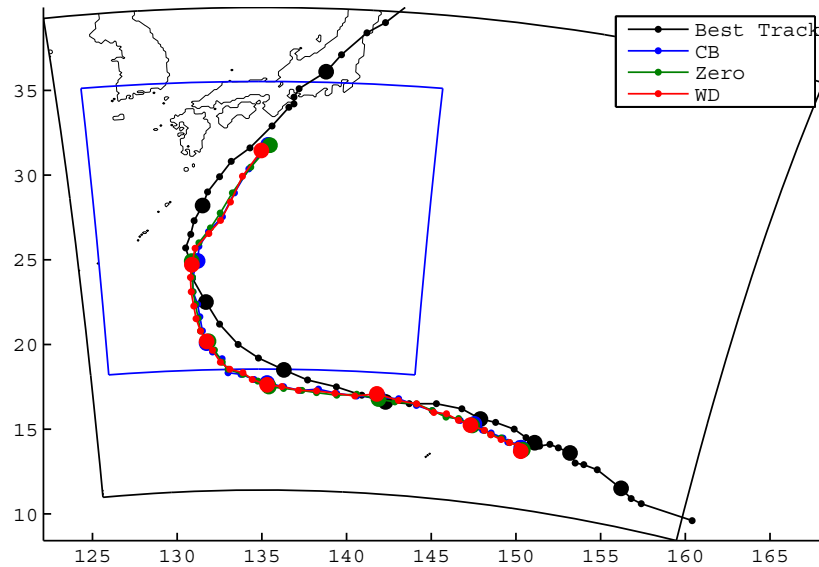


図 5.33 Best Track データと TKE フラックスを変えて推定された台風経路の比較

TKE フラックスの影響

TKE フラックスの影響について検討するため、CB、FT およびゼロ (Zero) での計算を実施して比較を行った。なお、大気側粗度、海洋側粗度には TY 、 Ch_w を適用している。

台風の諸特性への影響 図 5.33 に Best Track データと TKE フラックスを変えて推定された台風経路の比較とを示す。黒色実線が Best Track、青色実線が CB、緑色実線が Zero、赤色実線が FT の結果を表す。TKE フラックスは台風経路に対して大きな影響がないことがわかる。図 5.34 に台風の最低中心気圧、最大風速、RMW の結果を示す。大気側粗度、海洋側粗度と同様に、どの結果にも差がなく、TKE フラックス式の変更により海洋から台風へのフィードバックがないことを確認した。

大気への影響について 図 5.35(a) に台風中心から時間・方位角平均した風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。表層から TKE の流入のない Zero ケースでは、CB と同じ位置にピークを持ち、摩擦速度と熱フラックスが小さく推定された。FT の推定値は、ピーク値は CB と同程度で位置が約 10km 外側に推定された。図 5.35(b) に台風中心から時間・方位角平均した鉛直風速と凝結水分量を示す。コンターが鉛直風速、シェードが凝結水分量を示す。Zero ケースの鉛直風速は下層と上層に別れた分布を示し、凝結水分量のピークがはっきりしない分布となった。CB との差から半径方向に広い範囲に分布して、CB に比べてピークが小さく、その前後の広い範囲に分布していることがわかる。FT では、海面付近の物理量のピークがやや外側に寄っていたことから、鉛直風速、凝結水分量ともに外側に分布している。図 5.36 に台風前方及び後方の風速、摩擦速度、顕熱、潜熱フラックスの半径方向の分布を示す。台風前方では、熱フラックスの推定値にやや差があるが、どのケースもほぼ同じ分布を示している。台風後方では、WD のピークは CB と同程度で 20km 外側になり、Zero ケースのピークは摩擦速度、熱フラックスは共に小さく、CB と同じ位置にある。100km より内側では、Zero ケースが CB よりも大きな風速、摩擦速度、熱フラックスを推定した。

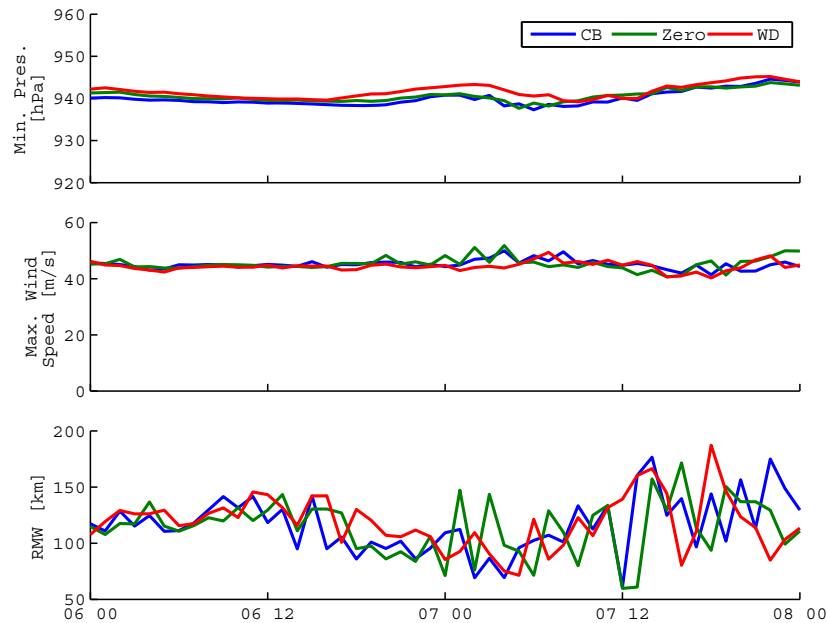
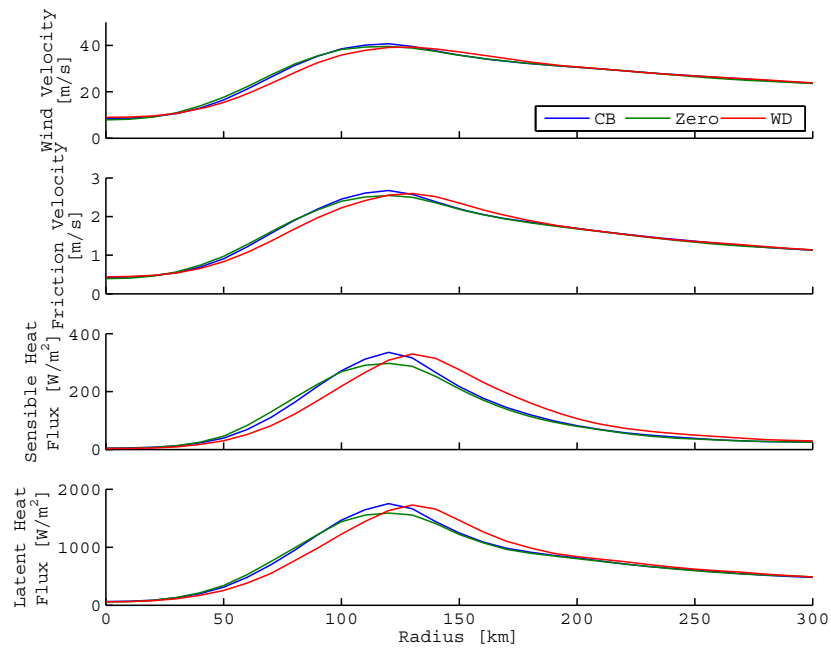


図 5.34 台風の最低中心気圧，最大風速，RMW

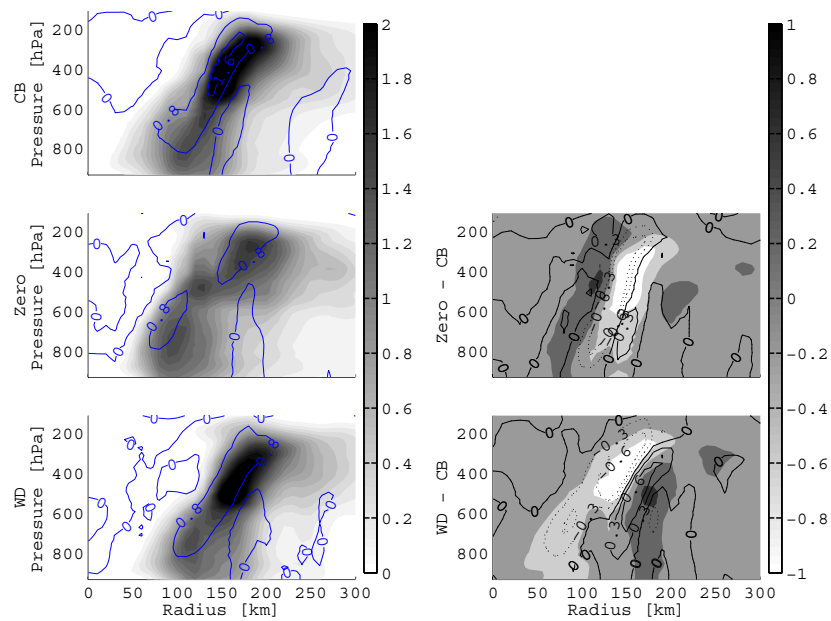
海洋への影響について 図 5.37 に台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード），TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布を示す．左側の上から順に CB，Zero，FT，右側の上から順に Zero - CB，FT - CB を表す．風速，摩擦速度の方位角平均量はどのケースも同程度だったが，表層付近では Zero，FT の方が大きい流速を推定した．CB による TKE フラックスが大きいいため，CB の結果が最も下層まで流速が分布していた．

ここから，方位角毎の比較を行う．図 5.38 に有義波高，ピーク波長，ピーク周期，散逸率の半径方向の分布を示す．台風前方では，散逸率が FT，Zero，CB の順にやや小さく推定されたが，どのバルク式を用いても結果にあまり差がなかった．台風後方では，FT で波高を最大風速半径から内側では小さく，外側にやや大きく推定した．波長，周期の分布はどのケースも変わらず，散逸率は風速分布と同様に，Zero ケースではピークより内側で大きく，ピークは小さく推定した．FT は散逸率のピークを約 10km 外側で推定した．図 5.39 に台風前方，後方における海洋中の流速，TKE の鉛直分布を示す．台風前方では，CB の流速分布が最も深くまで推定され，FT，Zero の順に流速分布が浅くなった．表層の流速は Zero，FT の方が大きく，TKE の小さい Zero，FT の運動エネルギーが表層に集中していることがわかる．台風後方でも，台風前方と同様の傾向があり，CB が最も深くまで流速を分布しており，表層流速は台風から離れるほど Zero，FT と CB の差が大きくなった．

図 5.40 に台風前方及び後方の水温，塩分の鉛直分布を示す．左側が水温分布，右側が塩分分布，上から順に CB，Zero，FT の分布を表している．台風前方では，水温の低下はほとんどなく半径方向に一樣な分布になっている．塩分は，最大風速半径の位置で低下が見られ，バルク式の違いによる分布の差はほとんどなかった．台風後方では，中心から離れるほど低層の水塊を巻き込みながら水温は徐々に低下して，水温躍層は浅くなった．塩分は，降雨により減少した塩分を鉛直混合により，徐々に回復する傾向があった．流速分布にあまり差のなかった FT と Zero では，同様の分布を示したが，CB では台風中心から離れるにつれて下層の影響を大きく取り込むようになっている．



(a) 風速, 摩擦速度, 顕熱, 潜熱フラックス



(b) 鉛直風速 (コンター), 凝結水分量 (シェード) (左側の上から順に CB, Zero, WD, 右側の上から順に Zero - CB, WD - CB を表す.)

図 5.35 台風中心から時間・方位角平均した半径方向の分布

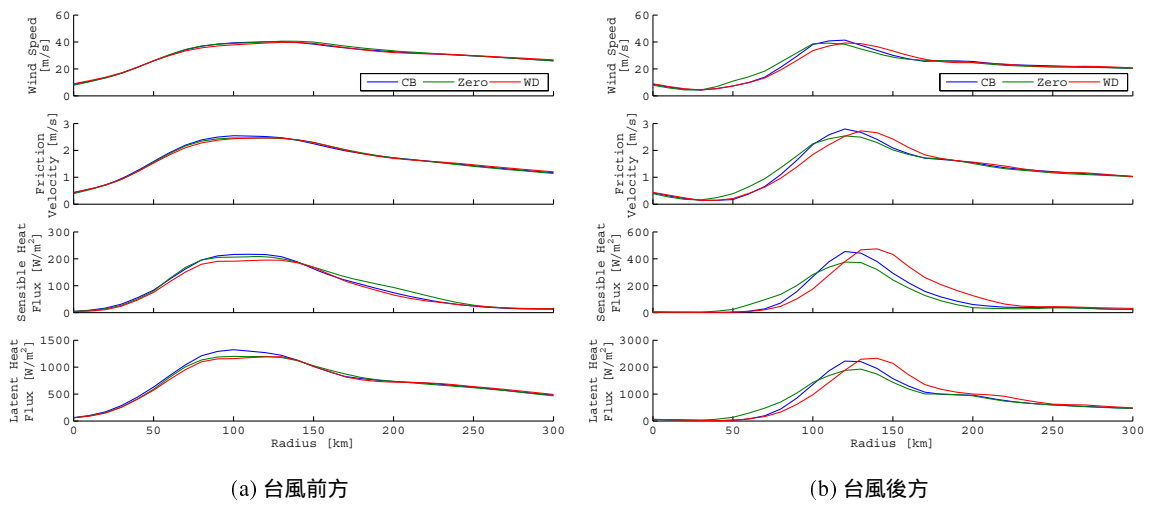


図 5.36 風速，摩擦速度，顕熱，潜熱フラックスの半径方向の分布

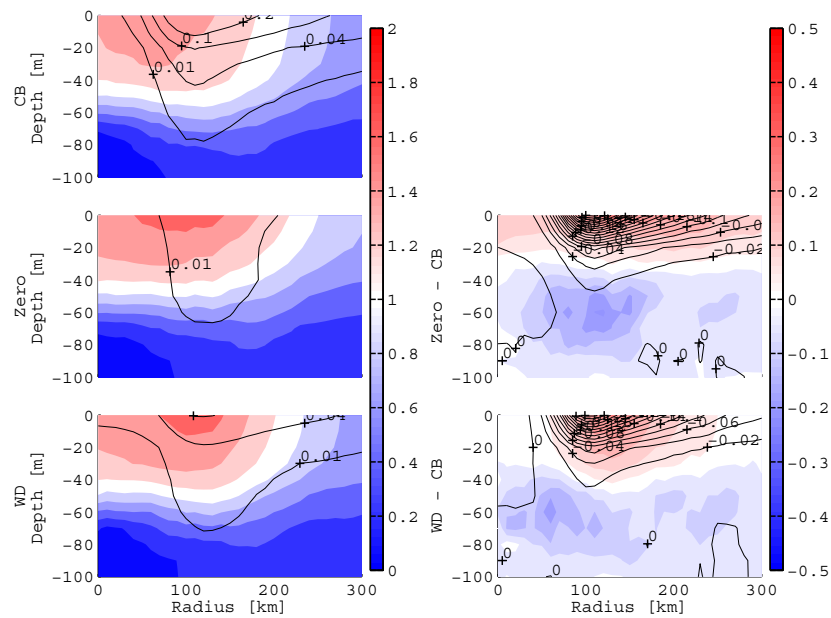


図 5.37 台風中心から時間・方位角平均した流速（シェード），TKE（コンター）の半径方向の鉛直断面分布（左側の上から順に CB，Zero，FT，右側の上から順に Zero-CB，FT-CB を表す。）

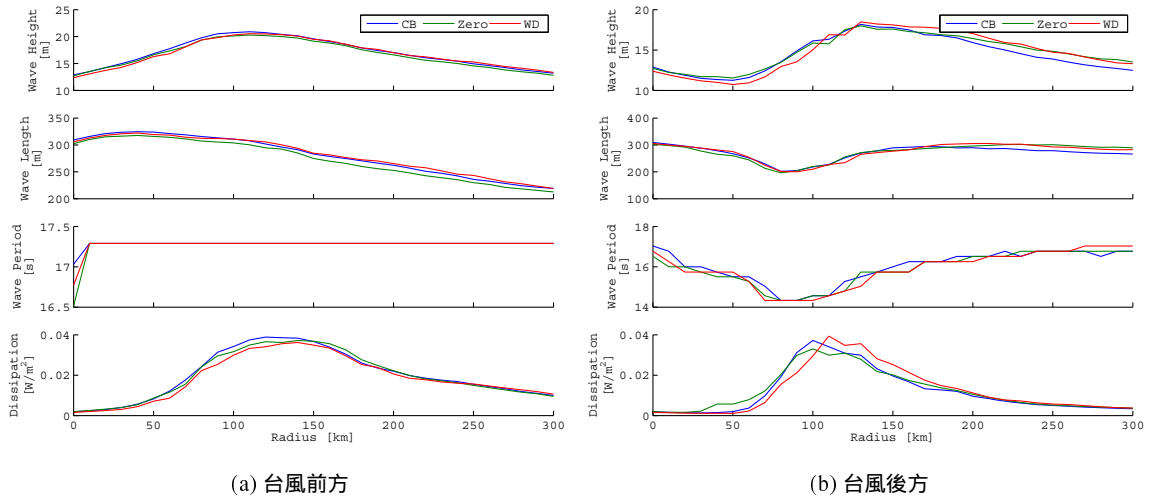


図 5.38 有義波高, ピーク波長, ピーク周期, 散逸率の半径方向の分布

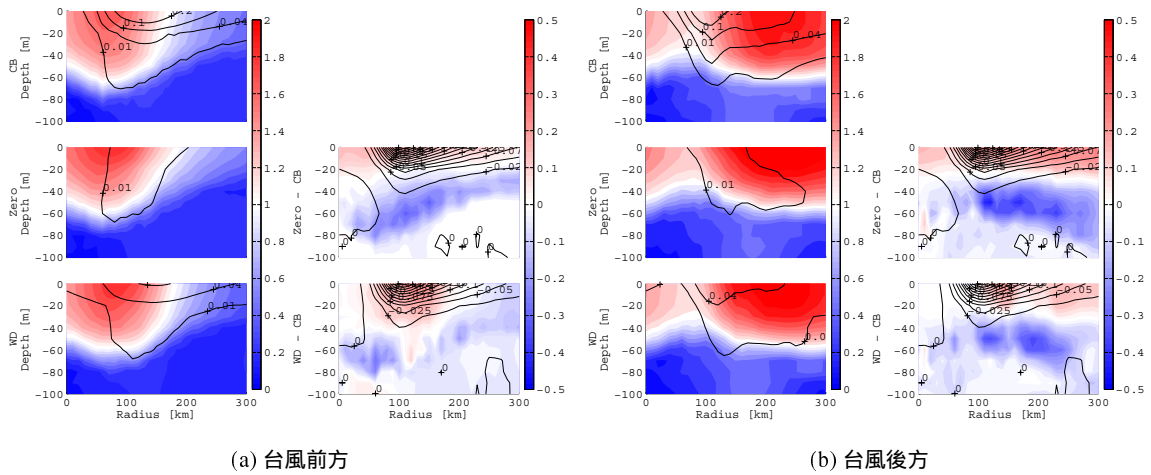


図 5.39 海洋中の流速, TKE の鉛直分布

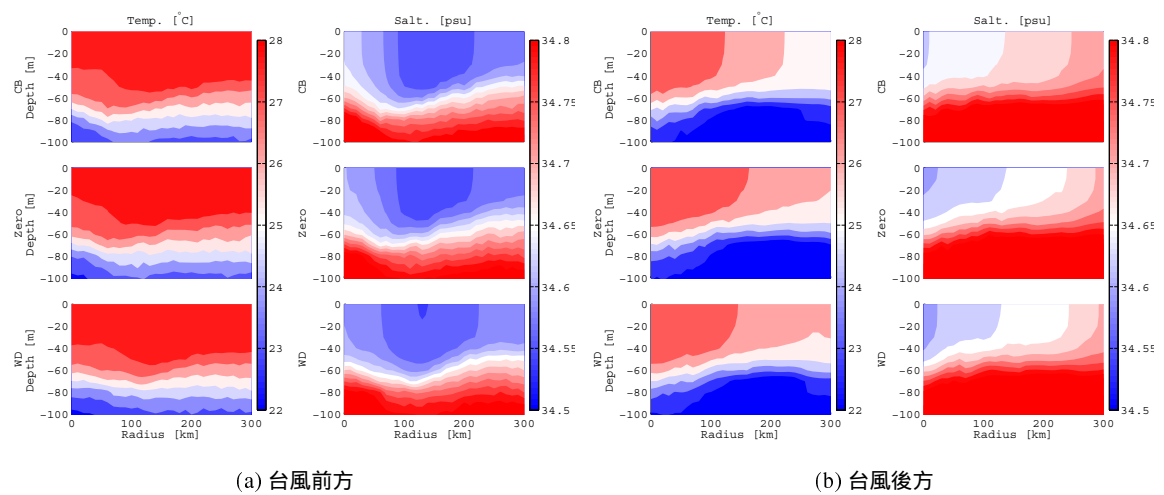


図 5.40 海洋中の水温，塩分の鉛直分布

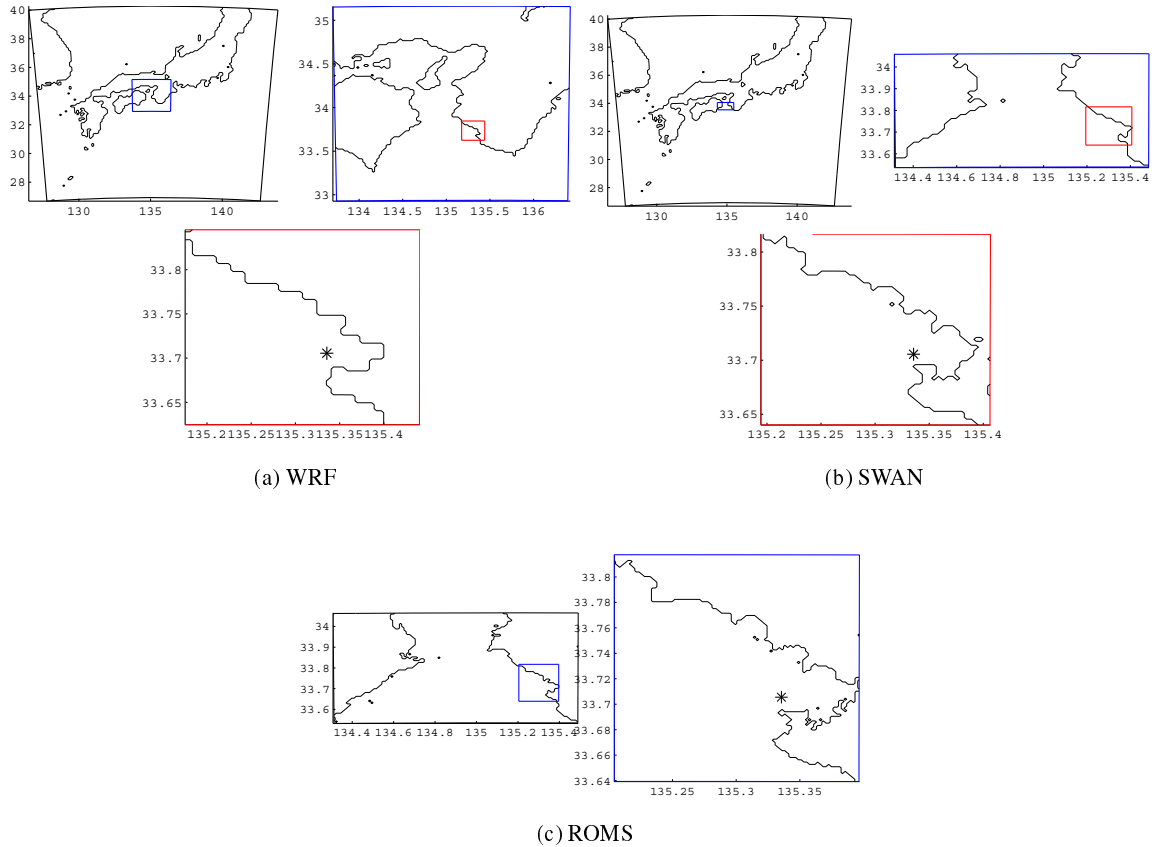


図 5.41 湾スケール計算の計算領域

5.3 台風を対象とした湾スケール計算

5.3.1 計算条件

図 5.41 に計算領域を，表 5.11 から表 5.12 に各モデルの計算条件を示す．ドメイン 1 の解像度は初期値，境界値の解像度に応じて決めた．初期値，境界値に，WRF は空間解像度が 1 度（約 100km）の NCEP FNL データを，ROMS は空間解像度が 1/12 度（約 1.5km）の JCOPE2 を，SWAN は空間解像度が 1 度の NOAA による WWIII の再解析データを用いた．そのため，WRF 及び SWAN は 12.5km の解像度からの，ROMS は 1km の解像度からの one-way ネスティングを行った．最小解像度の計算においては，田辺湾とその周辺を含む ROMS の領域を決定した後に，計算負荷ができるだけ小さくなるように，WRF と SWAN の計算領域を決定した．各数値モデルの物理スキームは，メソスケール計算と同じものを用いており，湾スケールのグリッドより大きなグリッドでは大気側粗度に Ch ，海洋側粗度に Ch_w ，TKE フラックスに CB を適用した．

表 5.11 湾スケール計算における WRF の計算条件

model	domain 1	domain 2	domain 3
horizontal grid	120 x 120	100 x 100	50 x 50
horizontal resolution	12.5km	2.5km	500m
vertical grid	40	40	40
dt	50s	10s	4s

表 5.12 湾スケール計算における SWAN の計算条件

model	domain 1	domain 2	domain 3
horizontal grid	120 x 120	55 x 30	50 x 50
horizontal resolution	12.5km	2.5km	500m
direction	24	24	24
frequency	0.03 - 0.5 (30 分割)	0.03 - 0.5 (30 分割)	0.02 - 0.5 (34 分割)
dt	120s	75s	30s

表 5.13 湾スケール計算における ROMS の計算条件

model	domain 1	domain 2
horizontal grid	110 x 60	90 x 100
horizontal resolution	1km	200m
vertical grid	40	40
dt	40s	10s

5.3.2 結果

大気側粗度の影響

図 5.42(a) に白浜観測塔での気圧，風速，風向，海面高さの時系列を示す．ここで，黒色が観測結果，青色が Ch，緑色が TY，赤色が Oo，水色が Dr を表す．気圧，風向，海面高さの時間変化は，WRF の第 1，2 ドメインでの結果により，大きく決まっているため計算結果に差が見られなかった．台風再接近直前に南風になっているが，これは台風が目が観測塔付近を通過する際に，計算解像度及び経路推定の誤差により観測塔地点が台風の中に入ってしまったためと考えられる．風速変化も大きくは大領域での計算結果に依存するが，10m 風速は診断量として地表付近の風速から表面粗度を用いて計算されるため，海面粗度式により推定結果が異なっている．ここでも，前節と同様に Oo の結果の風速が小さく，Ch，TY，Dr の結果はほぼ同程度となっている．観測結果に比べて，気圧，風速の変化は最低気圧，最大風速を示す時刻がやや遅れている．これは，前節のメソスケール計算でも誤差となっていた台風の移動速度の再現に係る問題である．一方で，台風再接近前後の風向の時間変化は台風の中に入っ

う時刻以外はよく一致している．気圧，風速変化が一致せず風向が一致したのは，台風の中心周りの風分布を実際よりも大きい半径で推定している可能性がある．

図 5.42(b) に有義波高とピーク周波数の時間変化を示す．推算結果は，白浜周辺の計算領域では発生しない周期の長いうねりを推算し続けており，小領域では境界条件の影響が非常に大きいことがわかる．10 月 7 日 0 時頃からの前半のうねりは，風速が小さかったことで，境界条件でほぼ決まっている．そのためバルク式を変更した推算結果にほとんど差がない．後半は，日本周辺ドメイン，紀伊水道ドメインのそれぞれで生じたうねりと白浜ドメインで生じた風波という 3 つのスケールの波が重なった状況だったと考えられる．Ch，Oo の推算結果では，約 28 秒，約 13 秒にピーク周期を持つうねり，約 4 秒にピーク周期を持つ風波が確認できる結果となっている．これらの周期がネスティングを行った各ドメインのピーク周期と考えられる．

図 5.42(c) に白浜観測塔位置における水平流速の時間変化を示す．上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr の結果を示している．観測結果では再接近時に 1 度だけ風速のピークを持ち，その約 12 時間後に再度大きな流速を観測している．それに対して，推算結果は 10 月 7 日 10 時頃にも風速のピークを持つため，流速の時間変化は最接近時と合わせて 2 回のピークを推定した．1 度目のピーク流速を生じさせた風速は，台風周りの風の再現が良くなかったためと考えられる．波齢依存式の結果では，1 度目が 2 度目のピーク流速に比べて大きい傾向がある．特に，Oo では大きな流速を推定している．一方で，2 度目のピークでは風速，風向共に良く再現できていたため，どのケースにおいてもピーク流速を再現できている．

図 5.42(d) に白浜観測塔位置における水温変化量の時間変化を示す．上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr の推定結果を示す．観測結果に比べて，推定結果は大きく水温が低下している．特に，流速を大きく推定した Oo では，うねりの影響をうけた段階ですでに 2°C 低下しており，観測と合わない結果となった．Ch や Dr では，やや周期の短いうねりや風波による混合により大きく水温が低下している．TY では，混合による水温低下があるものの，表層の水温低下が大きい．これは，沖の底層にあった低温水塊が強風によって岸側に吹き寄せられると共に，鉛直混合が促進されたためである．

湾スケールの大気側海面バルク式を変えた推定結果の比較では，気象モデルから得られる結果は風速だけがバルク式に依存し，気圧や風向は境界条件でほぼ決定される結果となった．波浪モデルから得られる結果から，台風イベントにおいては遠方から伝播するうねりの影響が大きいこと，大気側バルク式の影響は高風速下で風浪が急速に発達する条件で現れることがわかった．湾スケールにおける海洋モデルでの推定結果は，大気側バルク式を変えることによる影響が大きく，流速の時間変化においては波齢依存式ではうねりが卓越するときに大きな流速を推定し，波形勾配依存式では台風最接近時の高風速で大きな流速を推定した．

海洋側粗度の影響

図 5.43(a) に白浜観測塔位置における気圧，風速，風向，海面高さの時間変化を示す．黒色が観測結果，青色が Ch による推算結果，緑色が一定値を与えた推算結果，赤色が Te による推算結果を示す．風速のピーク付近で Ch の結果がやや大きく推定しているものの，ほとんど差がないことがわかる．図 5.43(b) に白浜観測塔における有義波高とピーク周期の時間変化を示す．風速の差は小さかったが，1 回目のうねりのピーク以降でやや差が生じている．Ch と Const がほぼ同じ分布を示している．

図 5.43(c) に白浜観測塔における水平流速の時間変化を示す．上から順に観測結果，Ch，Const，Te の結果を示す．Const の結果のみが，観測結果のピーク流速に相当する大きな流速を推定している．一方

で、Ch, Te での流速の推定結果は全体的に小さい流速を推定し、特に Te では大きい流速を維持している時間が短いことや最接近 12 時間後の流れが全く再現できていなかった。図 5.43(d) に白浜観測塔における水温の時間変化を示す。上から順に観測結果, Ch, Const, Te の結果を示す。Ch では表層の水温は大きく低下し、中層より下では流速のピーク以降では 0.7 程度の低下に留まった。Const では流速のピーク時に水温が低下するものの、以降では水温が元の状態に戻り始めている。Te では流速のピークで急激に水温が低下し、一時 0.4 程度上昇したあとに再度低下している。水温低下量としては、Te が最も観測結果に合う結果となった。

TKE フラックスの影響

図 5.44(a) に白浜観測塔における気圧, 風速, 風向, 海面高さの時間変化を示す。黒色が観測結果, 青色が CB, 緑色が Zero, 赤色が FT の結果を示す。どの結果も TKE フラックス式の影響をほとんど受けていないことがわかる。図 5.44(b) に白浜観測塔における有義波高, ピーク周期の時間変化を示す。波高の時間変化では、1 回目のうねりのピークまでは差がなく、風速のピーク以降で波高に差が見られる。風速の時間変化にバルク式を変えた影響が見られなかったことから、流れからのフィードバックにより波高変化に差が出たと考えられる。

図 5.44(c) に白浜観測塔における水平流速の時間変化を示す。上から順に観測結果, CB, Zero, FT の推定結果を示す。メソスケールの結果では、CB が最も低層まで流速を伝えていたが、風速のピーク付近では湾スケールにおいても同様のことが言える。一方で、CB では鉛直混合が盛んに行われることから、表層でのピーク流速が小さく推定されている。FT では表層のピーク流速はよく再現できているが、風速低下に伴う流速低下が早い傾向にあった。図 5.44(d) に白浜観測塔における水温変化量の時間変化を示す。観測結果に見られる台風通過以降では底層の水温だけが低下する傾向は、Zero と FT で再現されていた。

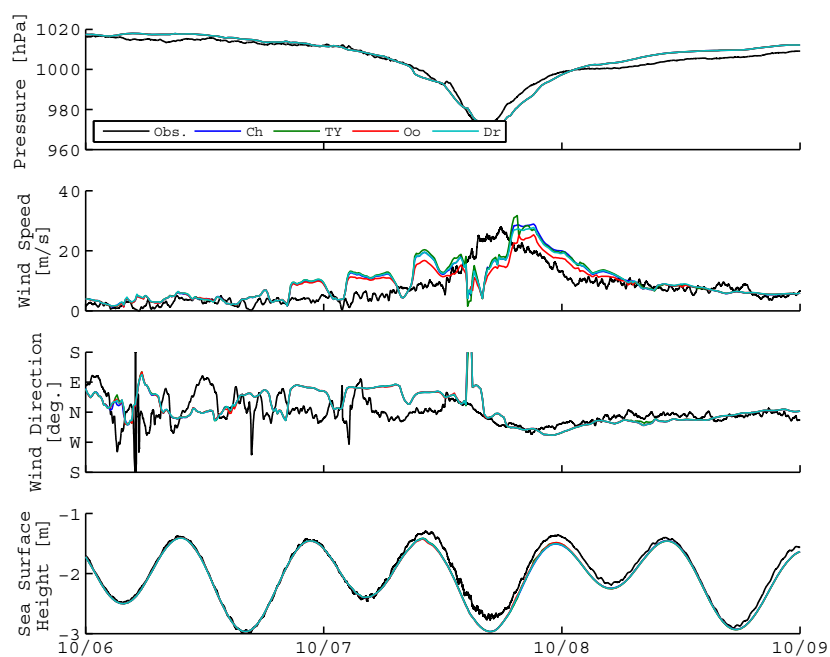
5.4 結論

大気海洋波浪結合モデルを用いて、大気海洋境界の大気側粗度, 海洋側粗度, TKE フラックスのバルク式を変更した影響について検討した。一様水深地形を用いて検討した結果得られた結論は次のとおりである。

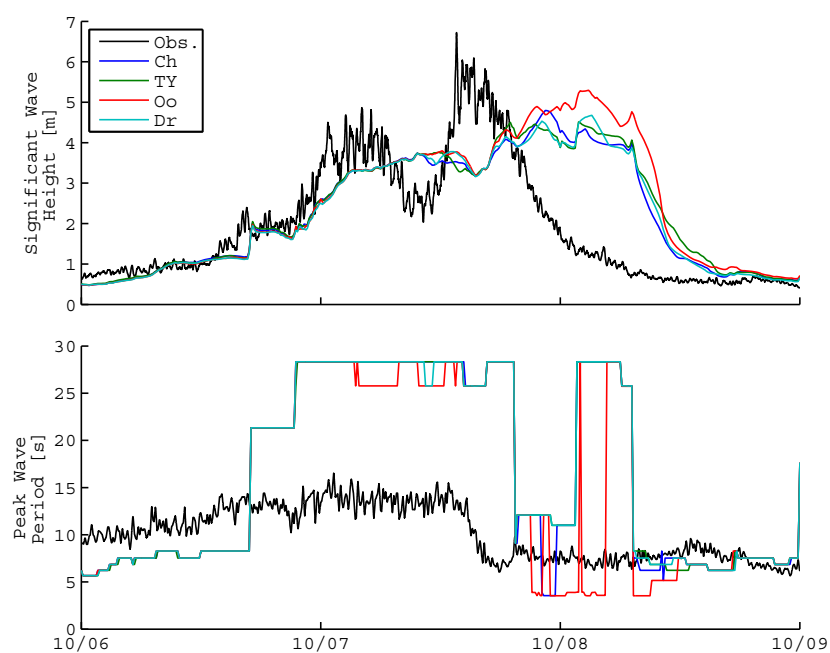
- 大気側粗度に Ch, TY, Oo, Dr の 4 式を適用して比較した。海面粗度は Oo, TY, Dr, Ch の順に大きく推定し、表層流速の加速度に影響を及ぼした。また、Oo は波の発生直後では波齢が小さいため特に大きな粗度を推定し、TY は波の発生からしばらく波が成長した後に波形勾配が大きくなることで大きな粗度を推定することがわかった。
- 海洋側粗度に Ch_w , Te を適用して比較した。その結果、風速 10m/s に対して Ch_w は Te に比べて約 30 倍の海洋側粗度を推定したが流速には大きな影響は及ばなかった。
- TKE フラックスに CB, FT を適用して比較した。その結果、CB が大きな TKE フラックスを推定して、その影響によって表層流速が小さく、水深 20m から 40m の亜表層部で流速を大きく推定した。

基礎的な比較検討結果を受けて、2009 年の台風 Melor を対象としたメソスケール及び湾スケール実験を行った。その結果得られた結論は以下のとおりである。

- O_o は 20m/s 以上において大きな粗度を推定するために、台風周辺の海上風は弱く見積もられた。また、 O_o による最大風速半径などの台風周辺の物理量は、中心に近い位置にピーク値を持った。
- 風速 30m/s 以下では Ch , TY , Dr の海面抵抗係数の分布は既往の観測結果と整合するものであったが、30m/s 以上では最新の観測結果に反する分布となった。
- 大気側粗度に風速依存式と波浪依存式を適用することで、台風後方における熱フラックスや流況が大きく異なることを確認した。台風経路上の水温変化を確認すると、波浪依存式を用いた方が台風通過後の水温の低下が大きく、混合層の発達は促進される結果となった。
- 海洋側粗度に風速依存式と波浪依存式を適用した結果、台風周りでは風速依存式は波浪依存式の 1000 倍近い海洋側粗度を推定することを確認した。海洋側粗度は大気側への影響はないものの、混合層下部付近の流速分布に影響を与えることが示された。
- TKE フラックスに風速依存式と波浪依存式を適用した結果、大気や海面付近の物理量に対してあまり影響を与えないが、流速の鉛直分布に大きく関連していることを確認した。風速依存式は波浪依存式に比べて大きな TKE を推定し、波浪依存式に比べて混合層下部で大きな流速を推定した。

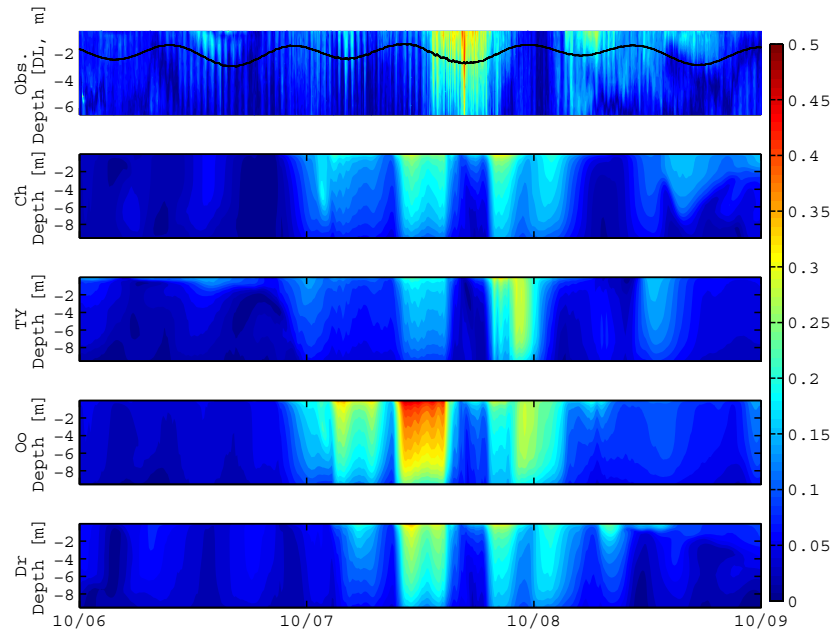


(a) 気圧，風速，風向，海面高さ

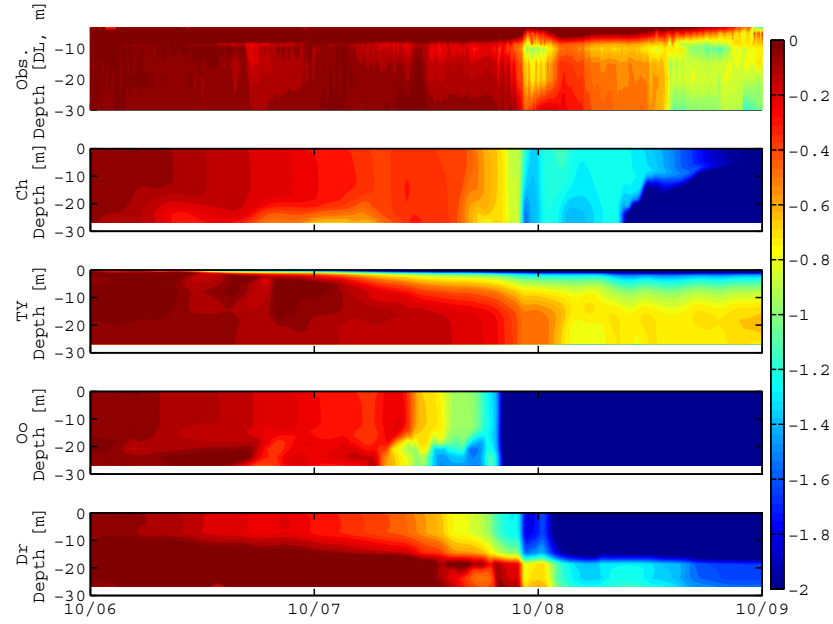


(b) 有義波高，ピーク周波数

図 5.42 白浜観測塔位置における観測結果と大気側粗度を変更した推算結果の時間変化

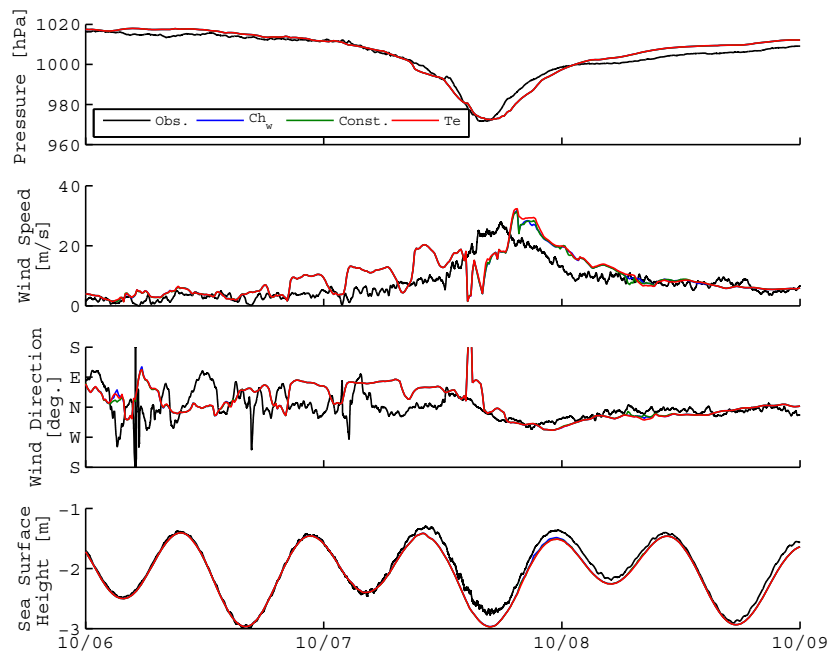


(c) 水平流速（上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr）

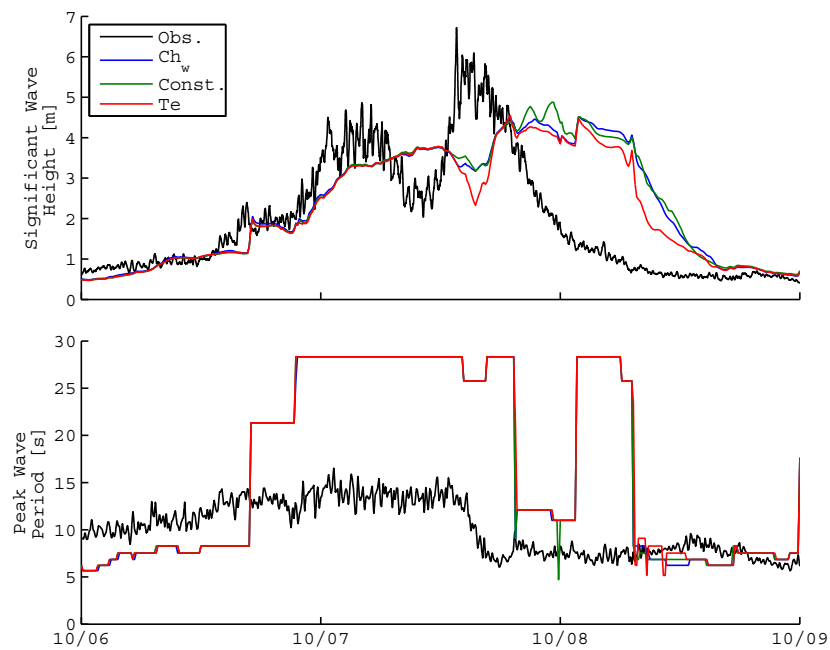


(d) 水温（上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr）

図 5.42 白浜観測塔位置における観測結果と大気側粗度を変更した推算結果の時間変化（続き）

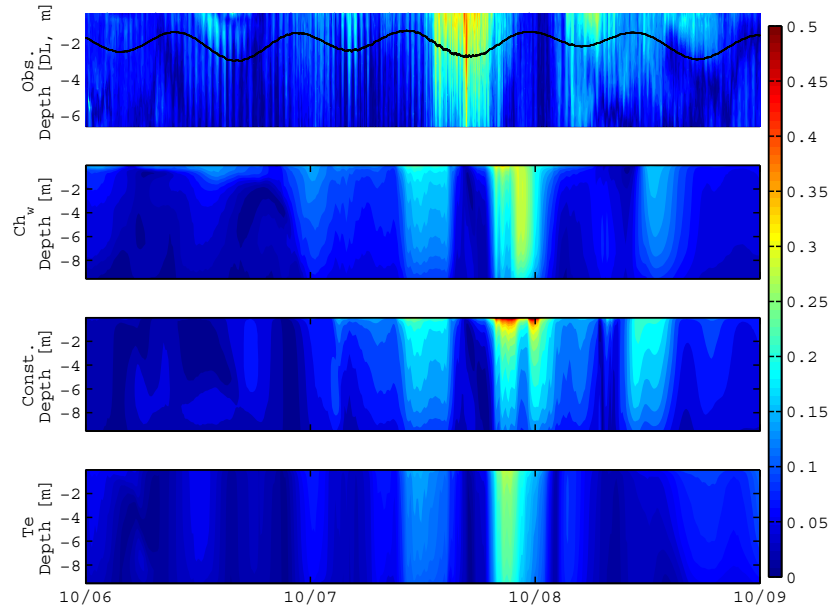


(a) 気圧，風速，風向，海面高さ

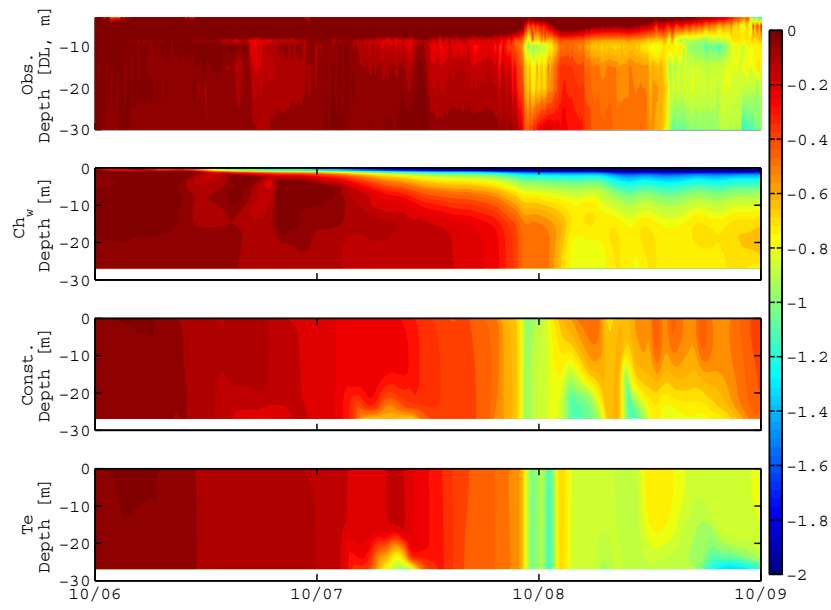


(b) 有義波高，ピーク周波数

図 5.43 白浜観測塔位置における観測結果と海洋側粗度を変更した推算結果の時間変化

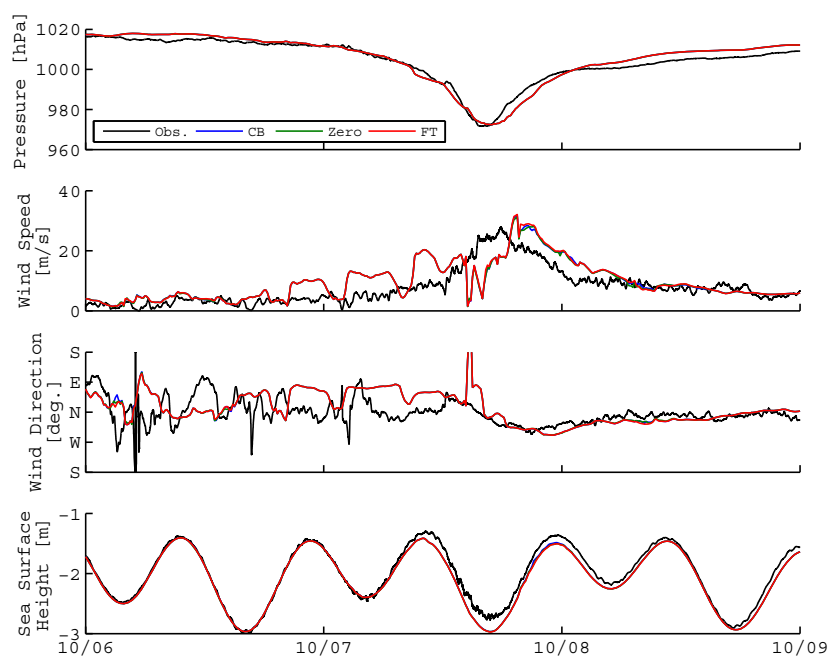


(c) 水平流速（上から順に観測結果，Ch，Const，Te）

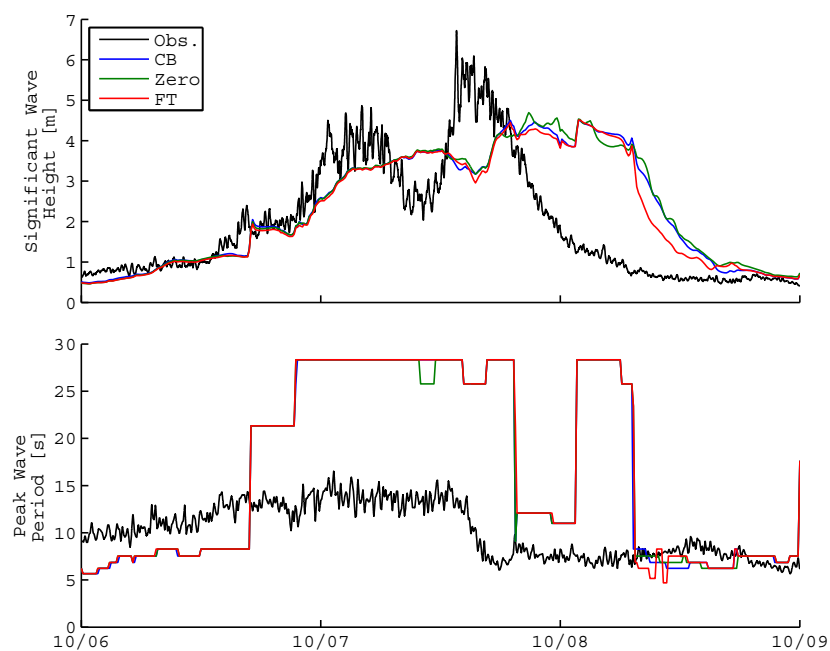


(d) 水温（上から順に観測結果，Ch，Const，Te）

図 5.43 白浜観測塔位置における観測結果と海洋側粗度を変更した推算結果の時間変化（続き）

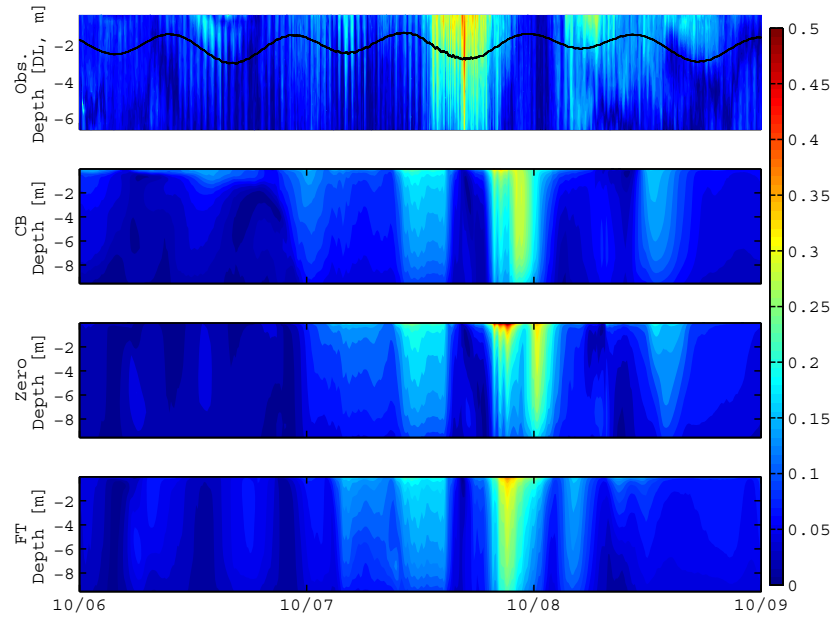


(a) 気圧，風速，風向，海面高さ

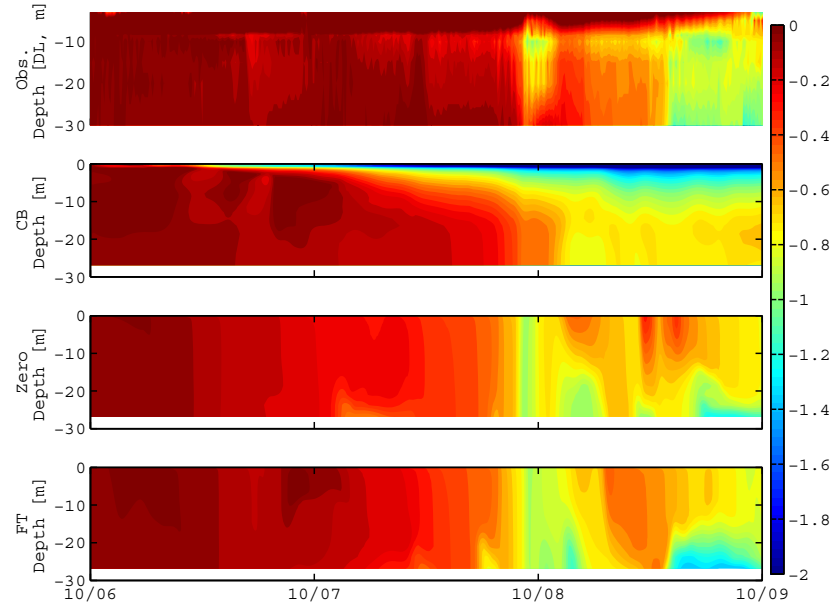


(b) 有義波高，ピーク周波数

図 5.44 白浜観測塔位置における観測結果と TKE フラックスを変更した推算結果の時間変化



(c) 水平流速（上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr）



(d) 水温（上から順に観測結果，Ch，TY，Oo，Dr）

図 5.44 白浜観測塔位置における観測結果とTKE フラックスを変更した推算結果の時間変化（続き）

第 6 章 モデルの結合条件による計算への影響

前章では、モデルの結合に用いるバルク式を変更して気象、海象に与える影響について検討を行った。本章では、モデル間の結合条件を一方向もしくは双方向にすることにより、気象、海象にどのような影響を与えるのかについて検討を行う。モデル間の結合条件による影響についてはこれまでも検討が行われているが、多くは海洋モデルを結合したときの気象モデルへの影響への検討であった。また、海洋への影響について検討した事例についても、海面表層の水位や海面温度に注目したものが多く、海洋中の流動や水温について検討を行った事例はほとんどない。そこで、本章では結合条件の変更が与える影響について検討を行うとともに、観測結果との比較によって実現象との差についても検討する。

6.1 計算概要

計算領域を図 6.1 に示す。台風への影響を検討するため、日本周辺域を対象として検討を行った。モデルの計算条件と入力データを表 6.1 に示す。WRF の計算条件は、水平格子を domain 1 では 12.5km 格子の 300x300, domain 2 では 2.5km 格子の 100x100, domain 3 では 500m 格子の 100x100 で設定して、鉛直層数を 40 層とした。time step は domain 1 で 50 秒, domain 2 で 10 秒, domain 3 で 2 秒とした。ネスティングは one-way で行い、小領域から大領域へ影響が戻らない計算となっている。ROMS の計算条件は、水平格子は domain 1 では 12.5km 格子の 300x300, domain 3 では 100m 格子の 200x200 で設定して、鉛直層数を 20 層とした。time step は domain 1 で 60 秒, domain 3 で 10 秒とした。SWAN の計算条件は、水平格子は ROMS と同様に設定して、方位数を 24 方位, 周波数を 0.03 から 0.5Hz までの 30 分割 ($\delta f/f = 0.1$) とした。time step は domain 1 で 300 秒, domain 3 で 120 秒とした。ROMS, SWAN の計算ではネスティングは適用せず、それぞれの領域では開境界での計算とした。それぞれのモデルは双方向で結合する場合は 600 秒間隔で互いに情報交換を行い、一方向で結合する場合は 600 秒間隔の外力を与えた。また、大気側粗度のバルク式には SWAN を双方向で結合する場合には波形勾配依存の TY を、一方向で結合する場合には摩擦速度依存の Ch を与えた。以下では、気象モデル (A), 海洋モデル (O), 波浪モデル (W) の組み合わせを変えて計算を行った結果について述べる。その際、計算条件の表記は双方向の部分のみを記載する。例えば、気象、海洋、波浪モデルの双方向結合の場合は AOW, 海洋、波浪モデルの双方向結合の場合は OW と呼称する。

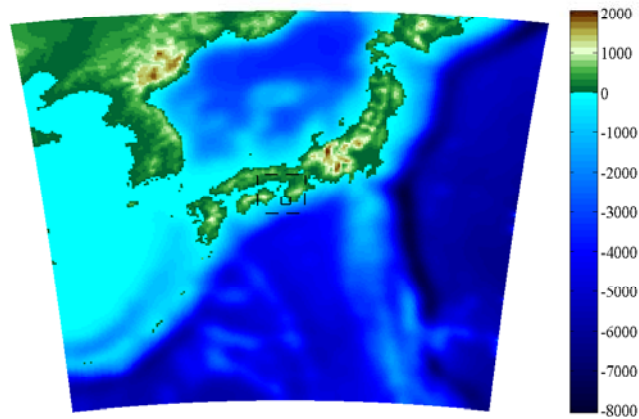


図 6.1 計算領域（コンター：標高，図の範囲：domain 1，破線：domain 2，実線：domain 3）

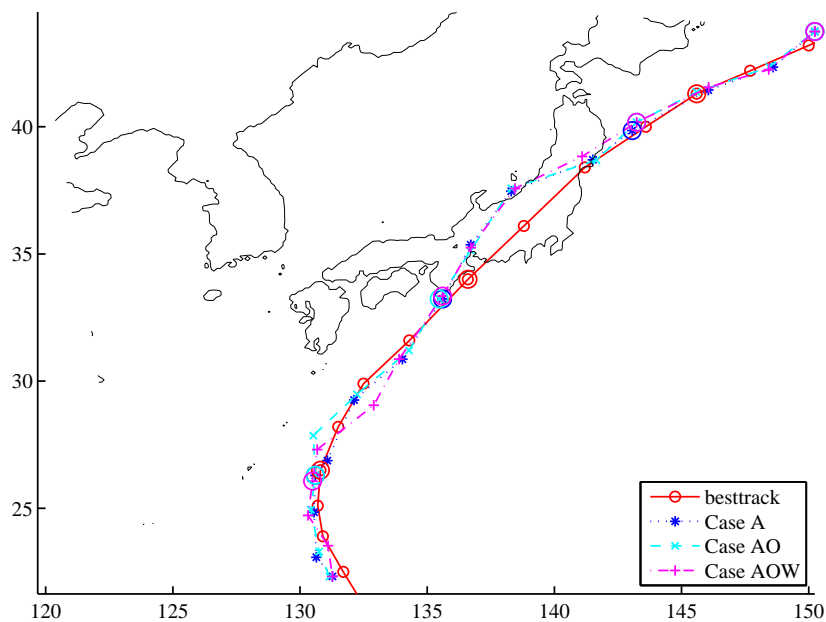


図 6.2 気象庁 Best Track と推算結果の台風中心の移動経路（丸付き赤色実線：Best track，* 付き青色点線：Case A，× 付き水色破線：Case AO，+ 付き桃色鎖線：Case AOW）

6.2 結果

6.2.1 大気（台風）に対する影響

図 6.2 に Best Track と推算結果の台風中心の移動経路を 6 時間毎にプロットした図を示す．丸付き赤色実線が気象庁 Best Track を示しており，* 付き青色点線が Case A，× 付き水色破線が Case AO，+ 付き桃色鎖線が Case AOW の結果を示している．推算結果は，海面高さでの気圧の最小値となる地点を中心としており，陸上部では海面更正気圧を用いている．いずれのケースも Best Track の経路を良くトレースしているが，日本上陸直前で台風が加速する部分での再現ができていない．Best Track と比較す

表 6.1 モデルの計算条件と入力データ

WRF	水平格子	domain 1 : 300x300(12.5km 格子) domain 2 : 100x100(2.5km 格子) domain 3 : 100x100(500m 格子)
	鉛直層数	40 層
	dt	domain 1 : 50s, domain 2 : 10s domain 3 : 2s
	微物理	WSM 6-class graupel
	短波放射	Dudhia
	長波放射	RRTM
	接地境界	Monin-Obukhov (Janjic Eta)
	大気境界	Mellor-Yamada-Janjic (Eta) TKE
	地表面	Unified Noah land-surface model
	雲物理	domain 1 : Kain-Fritsch (New Eta) domain 2, 3 : n/a
ROMS	初期値・境界値	NCEP FNL データ (ds 083.2)
	標高・土地利用	USGS GTOPO30
	データ同化	Nudging
	水平格子	domain 1 : 300x300(12.5km 格子) domain 3 : 200x200(100m 格子)
	鉛直層数	20 層
SWAN	dt	domain 1 : 60s, domain 3 : 10s
	初期値	一定値
	境界値	TPXO 7.2, JCOPE 2
	地形データ	GEBCO
	水平格子	domain 1 : 300x300(12.5km 格子) domain 3 : 200x200(100m 格子)
結合	方位	24
	周波数	30 分割 (0.03 ~ 0.5Hz)
	dt	domain 1 : 300s, domain 1 : 120s
結合	時間間隔	600s

ると同地点を通過する時刻には遅れが見られる。

図 6.3 に Best Track と推算結果の台風中心気圧，最大風速の時間変化を，表 6.2 に推算結果の最低中心気圧，最大風速を示す．黒丸プロットが Best Track，青線が Case A，緑線が Case AO，赤線が Case AOW を示す．計算結果は，いずれのケースでも台風が最も発達する時間帯の中心気圧を再現できなかったが，本州に上陸する直前の 10 月 6 日 0 時から 10 月 7 日 12 時までには Best Track とほぼ一致する結果となった．計算結果間の比較では，海洋モデル結合による台風への影響は小さく，中心気圧，最大風速と

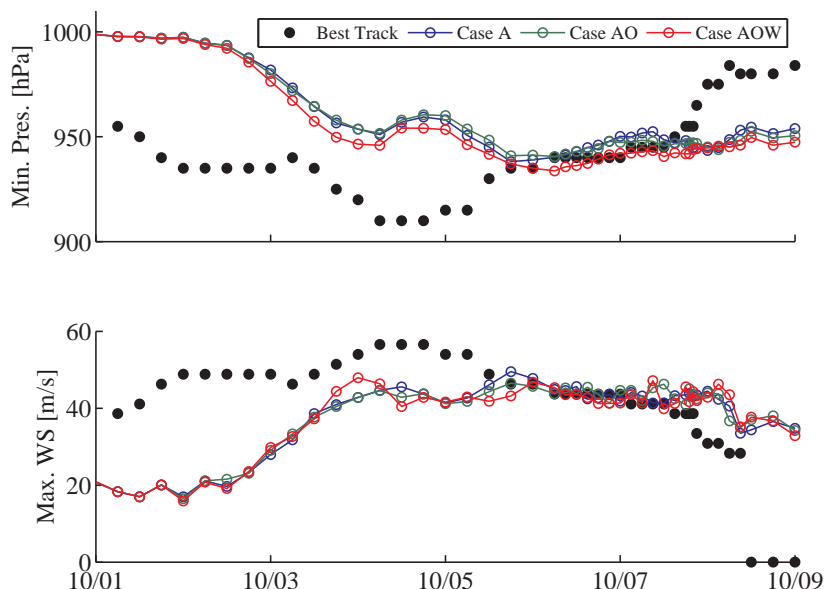


図 6.3 台風の中心気圧と最大風速の時間変化（黒点：Best Track，青線：Case A，緑線：Case AO，赤線：Case AOW）

表 6.2 推算結果の最低中心気圧，最大風速

Case	A	AO	AOW
Minimum Central Pressure [hPa]	938	939	932
Maximum Wind Speed [m/s]	50.5	49.1	50.6

もに気象モデル単独での結果との差はほぼなかった．波浪モデルの結合は，台風の最大風速への影響は小さいものの，最低中心気圧で 7hPa，Best Track の再現が良い期間における中心気圧の平均で 5hPa 低く推定した．したがって，台風に対するモデル結合の影響は，波浪モデル結合時に台風中心気圧を低く推定することが確認された．

図 6.4 に 10 月 6 日 21 時から 10 月 7 日 3 時までの台風中心を基準に平均した台風周りの海面気圧と海上風速の分布を示す．上段が Case A，中段が Case AO，下段が Case AOW を示す．海面気圧は台風中心の気圧差はあるものの，どのケースも同心円状に分布しており差は小さい．海上風速は Case A，AO に比べて，Case AOW の風速は全体的に小さく，台風左前部の甲府嚙喰いきが他の 2 ケースに比べてやや欠けたような分布を示す．既往のハリケーンを対象とした研究では，海洋モデル結合によりハリケーンが弱くなることが報告されているが，本実験ではその結果と一致しない．水温の初期値を一定値で与えたために，底層との混合による水温低下がなかったこと，日本付近の高緯度域に対しては FNL から与えられる海面温度よりも高い水温分布となっていたためだと考えられる．また，波浪モデルを結合したことによって風速が小さくなることや，分布形状が変わることは，TY によって推定される粗度によるものである．図 6.5 に粗度の分布を示す．左上が Case A，右上が Case AO，左下が Case AOW の結果を示している．Case A と AO の分布は風速分布と似た分布形状となっているのに対して，Case AOW は左前方に高い粗度の分布域があること，台風周りでは 0.04m 以上となる粗度分布域がある．これは，TY に

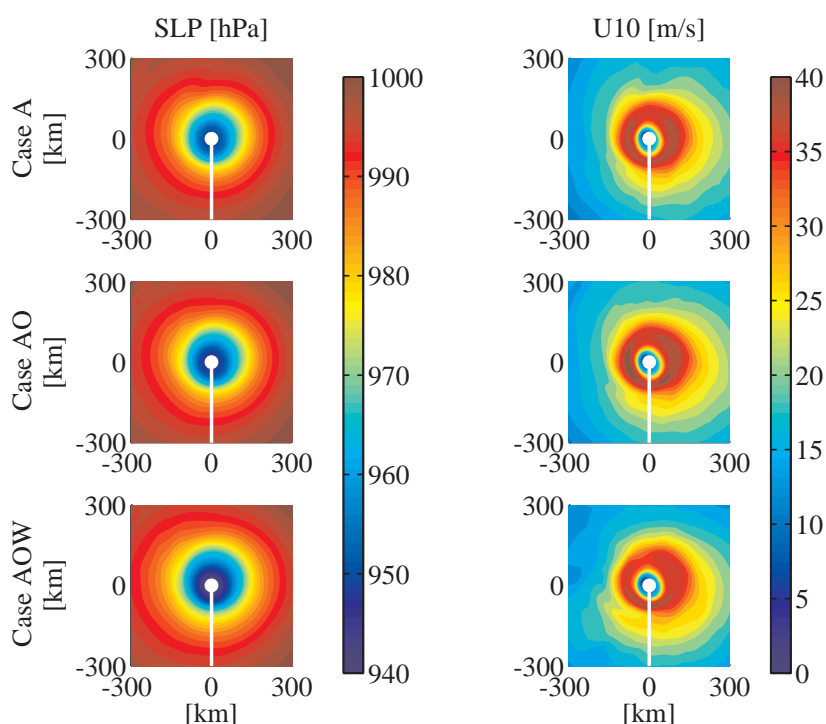


図 6.4 台風周りの海面気圧，海上風速の分布（上段：Case A，中段：Case AO，下段：Case AOW）

よるもので，高風速域では TY は Ch に比べて大きな粗度を推定することと台風左前部は複雑な波浪条件となっており，比較的若い，高波形勾配の分布域になっている．

図 6.6 に白浜観測塔位置での海面気圧（SLP），風速，風向の時間変化を示す．黒色実線が観測結果を，青色点線が Case A を，水色破線が Case AO を，桃色鎖線が Case AOW を表している．台風通過前後の気圧はやや高めに推定していること，台風の通過にやや遅れが確認できるものの，全てのケースで最接近に伴った気圧低下が良く再現できている．図 6.3 で沖合に位置する台風に対しては波浪モデル結合により，非結合時に比べて 5hPa の中心気圧低下を確認したが，観測塔付近を通過する沿岸部では波浪モデル結合時も気圧に対して影響がないことがわかった．風速についてはピーク値は良く再現できているが，台風の進行速度が沿岸部で遅くなった影響があり，ピークの出現が観測より遅れている．また，波浪モデルを結合した Case AOW では，台風の最接近から通過後 6 時間程度は他の 2 ケースに比べて風速を 4m/s 小さく推定した．これは前述同様に，粗度の違いによるものである．風向についてはほぼ無風状態になる 10 月 6 日の結果に大きなばらつきが見られるが，台風通過に伴う風向の変化は，観測塔の南東側を台風が通過する妥当な結果を与えている．

図 6.7 に 10 月 7 日 19 時における Case A，AOW の地（海）上 10m の風速分布を示す．ベクトルが風向を，コンターが風速を示している．モデルを結合することで，台風の暴風域が小さくなっていることがわかる．これは，気象モデルの結合で SST のフィードバックが加味されて台風が弱くなったことが考えられ，ハリケーンの最大風速の時間変化を比較した Warner et al. (2010) の結果と整合するものである．

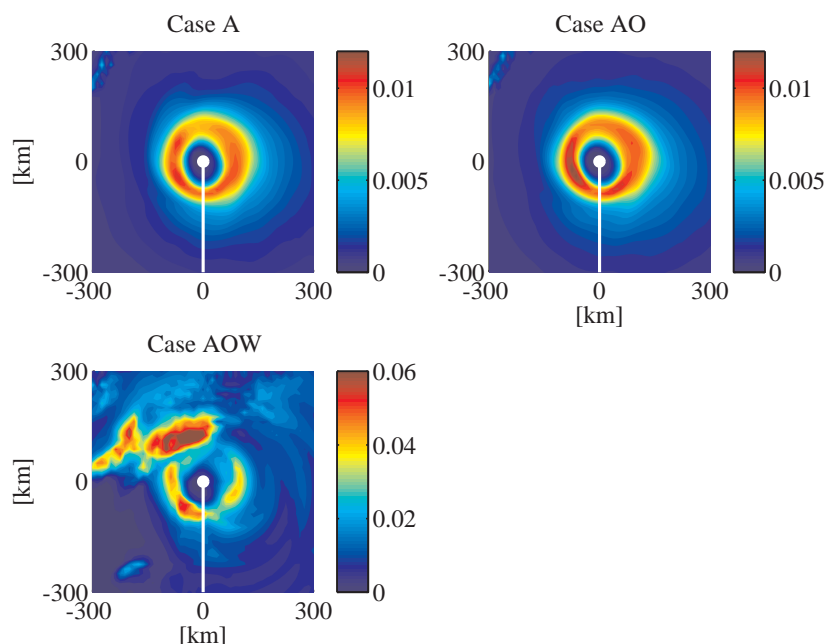


図 6.5 台風周りの粗度の分布（左上：Case A，右上：Case AO，左下：Case AOW）

6.2.2 海洋表層の推算結果の比較

図 6.8 に Case A，AOW の 10 月 5 日 0 時を基準にした海面温度の変化を示す．Case A では海面温度は WRF の境界条件として与えられており，海面水温はほぼ定常である．一方で，Case AOW では台風の経路周辺の水温低下が確認できる．水温低下は最大で 0.7°C で，初期値として一定値を与えているため，これは熱フラックスによる水温低下と考えられる．

図 6.9 に台風周りの顕熱，潜熱フラックスの分布を示す．顕熱，潜熱フラックス共に波浪モデルを結合した Case AOW で大きなフラックスを推定している．熱フラックスの推定については，前章のとおり粗度が大きく影響している．ここでも，TY による高粗度域が熱フラックスの分布に影響している．Case AOW の潜熱フラックスで，最も大きい箇所で約 $3000\text{W}/\text{m}^2$ となっているが， 1rmm^3 の水塊の水温を 1°C 下げするために， 4.2MJ 必要である．一方， $3000\text{W}/\text{m}^2$ がある水塊に働き続けたとして， 4.2MJ に達するのは約 23 分必要である．海洋中では，鉛直混合や拡散によって，より大きな熱容量を持つ水塊に対して仕事をすることから，潜熱フラックスによる水温低下の効果は大きいとは言えない．

6.2.3 海象観測との比較

図 6.10，6.11 に白浜観測塔位置での水温変化と水平流速鉛直分布の時間変化を示す．上から観測値，Case O，AO，OW，AOW の結果を表している．観測された水温変化の特徴は台風通過後に見られる約 1°C の水温低下と，台風通過時の強い吹送流の生成である．台風通過前後の水温低下の傾向は，気象モデルを結合した時によく再現できている．沿岸域の水温変化は，浅海域における大気側への熱のフィードバックが有効で，気象モデルを結合することで水温低下の再現性が向上し，波浪の影響は小さいことがわかった．一方，海洋の流速には波浪モデルの影響が顕著に現れた．流速の観測はマウンド上に設置

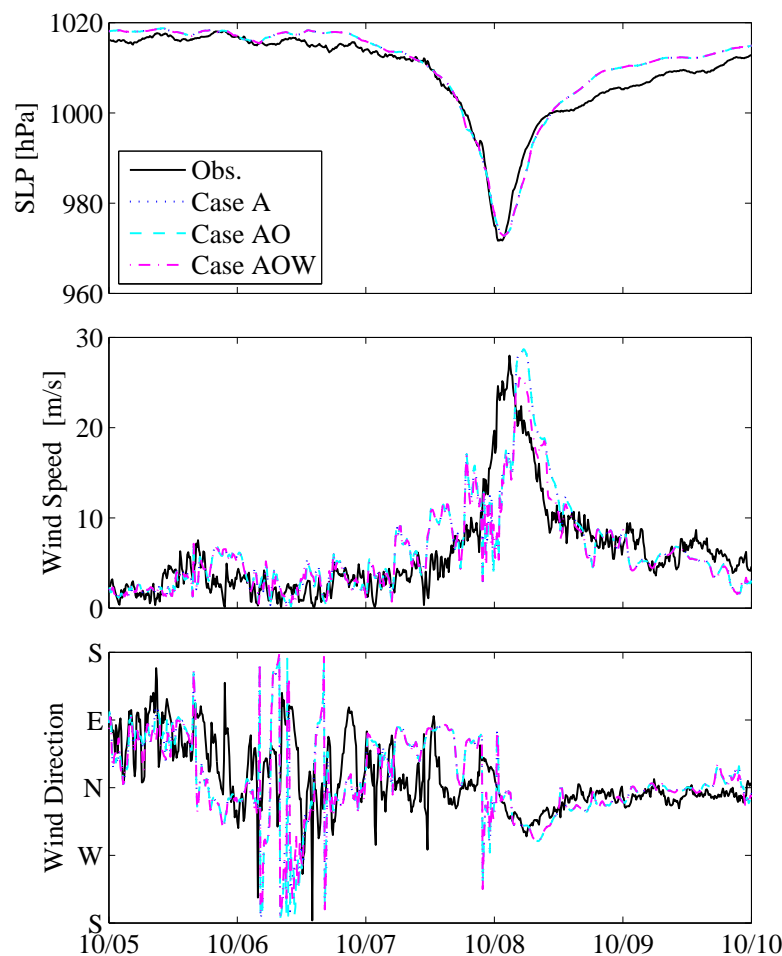


図 6.6 白浜観測塔位置での海面気圧 (SLP), 風速, 風向の時間変化 (黒色実線: 観測結果, 青色点線: Case A, 水色破線: Case AO, 桃色鎖線: Case AOW)

された ADCP で行っているため, 推算結果は水深約 30m のうちの上層だけを取り出していることに注意が必要であるが, 波浪モデルを結合した場合に過大評価となり, 台風の進行が遅れた分, 250mm/s 以上の流速の出現も遅れる結果となった。これは TY のパラメタリゼーションに起因する問題であり, 単にモデルを結合すれば良いわけではなく, 結合モデルに適した運動量フラックスの交換則が必要であることがわかった。

図 6.12 に白浜観測塔位置での有義波高, 周期を示す。黒色実線が観測結果を, 青色破線が Case OW を, 桃色鎖線が Case AOW を表している。観測された波高変化は台風通過以前に見られるうねりと, 台風通過直後に優位となる風波である。推算結果は波浪モデルのネスティングを行っていないため, 台風通過前の遠方から伝播する周期の長いうねりを再現できていなかった。これは, 森ら (2010) と同じ結果である。台風最接近時のピーク波高はいずれのケースも再現できていたが, うねりの卓越するような静穏時には波高は過大評価となることがわかった。

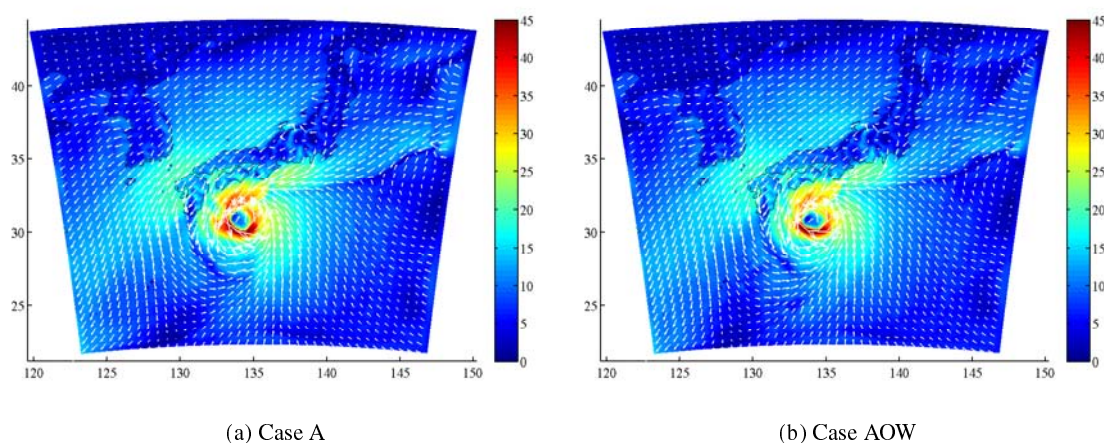


図 6.7 地上 10m の風速分布 [m/s] (2009 年 10 月 7 日 19 時, コンター: 風速)

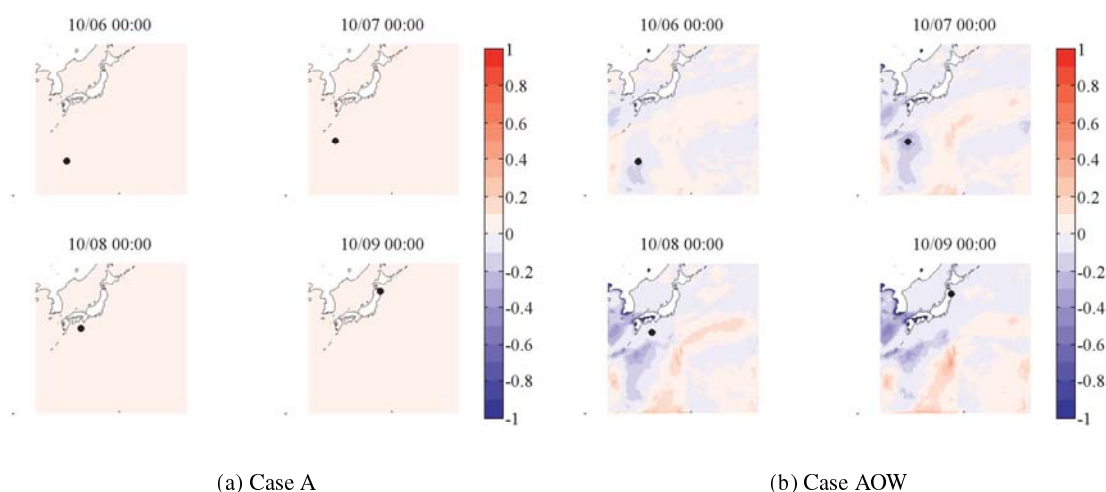


図 6.8 10 月 5 日を基準にした海面温度の変化 (左上, 右上, 左下, 右下の順に 10 月 6, 7, 8, 9 日 0 時時点の水温変化, 黒丸: 台風を中心位置)

6.3 結論

2009 年の台風 Melor を対象として, 大気海洋波浪結合モデルのモデル間の結合条件の違いによる推算結果の差異について検討した. 気象場, 海象場の推算結果を比較した結果, 得られた結論は次のとおりである.

- 台風への結合条件の影響について検討した結果, 台風経路の再現は良くできていたが, 日本に上陸する前の進行速度に推算結果には遅れが生じた. しかし, 台風自体に対しては結合条件の影響は小さく, 波浪モデル結合時に 5hPa 中心気圧が低下することが確認された.
- 波浪モデルの結合により, 海面粗度が大きく推算された. その影響によって, 海上風速, 海面で

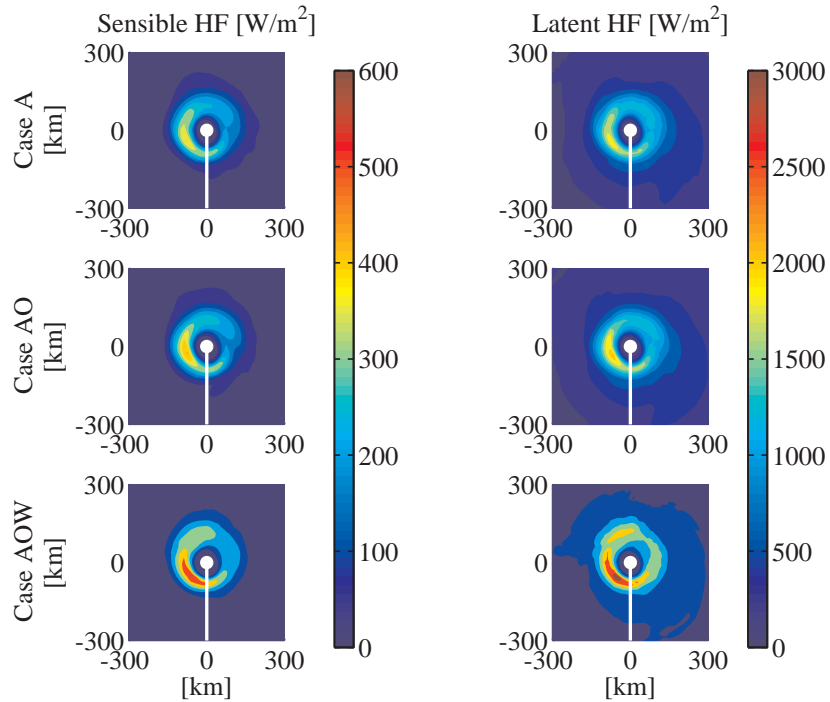


図 6.9 台風周りの顕熱，潜熱フラックスの分布（上段：Case A，中段：Case AO，下段：Case AOW）

の TKE が小さく推算され，海面での熱フラックスは大きく推算される結果となった．

- 沿岸部での台風通過に伴う水温変化は気象モデル結合による熱のフィードバックが有効で，流速の変化は波浪モデルを結合することによる波浪の影響は有効であることがわかった．

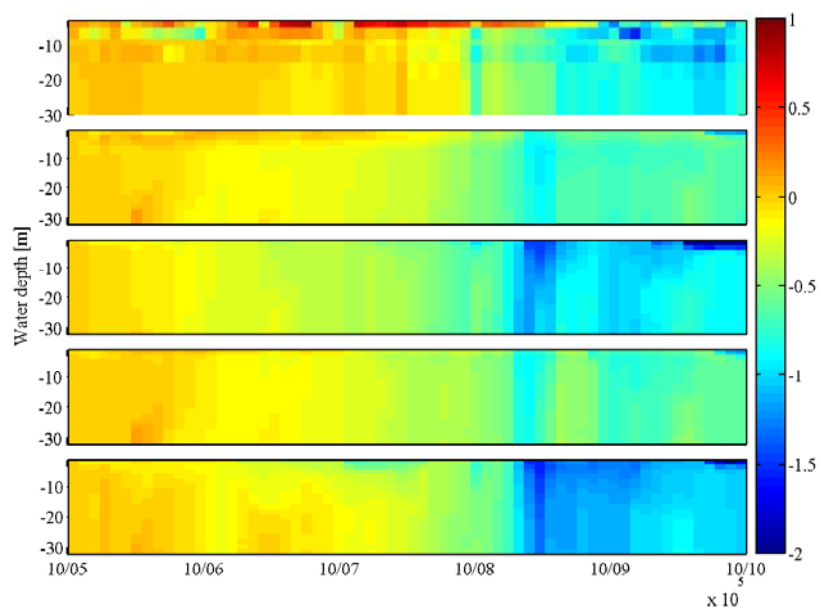


図 6.10 白浜観測塔位置での水温鉛直分布の時間変化 [°C] (上から観測値, Case O, AO, OW, AOW の結果)

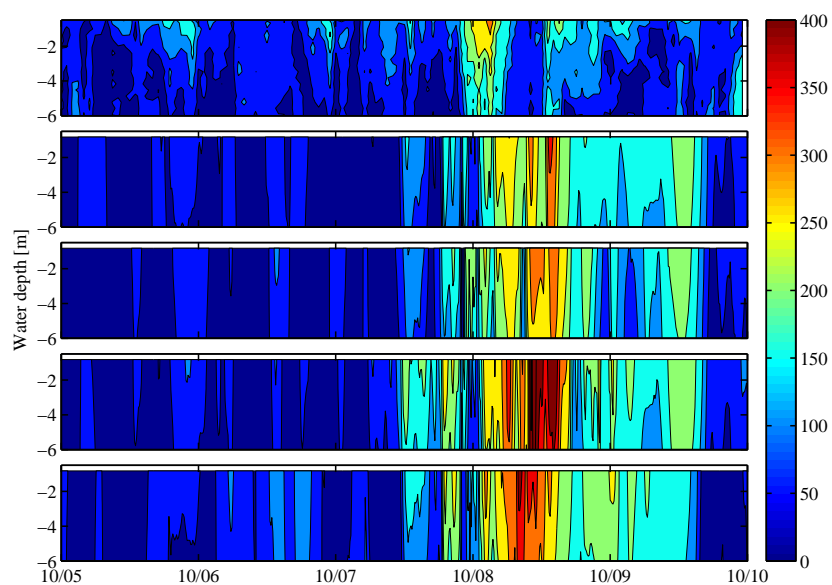


図 6.11 白浜観測塔位置での水平流速鉛直分布の時間変化 [mm/s] (上から観測値, Case O, AO, OW, AOW の結果)

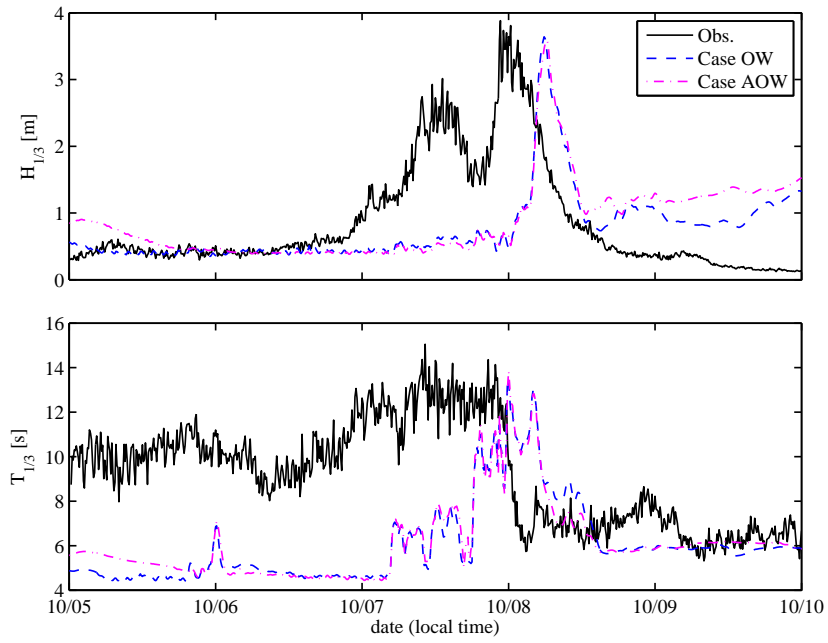


図 6.12 白浜観測塔位置での有義波高及び周期の時間変化（黒色実線：観測結果，青色破線：Case OW，桃色鎖線：Case AOW）

第 7 章 結論

本論文で得られた結論を以下にまとめる．

第 2 章では，既往研究の歴史，観測の発展，パラメタリゼーションについてまとめた．従来，海面粗度のパラメタリゼーションは風速を用いて行われてきた．観測技術の発達と，災害予測等では高風速時のパラメタリゼーションが重要になることから，観測される風速域の拡大が行われてきた．最近では，高風速下で抵抗係数が頭打ちになることが観測から明らかにされる一方で，海面の凹凸の効果を含めるために，波浪のパラメータを用いたパラメタリゼーションが行われるようになっている．波浪の状態に依存することはある程度明らかになってはいるものの，どのパラメータが重要であるかは依然はっきりとはしていない．こういった状況下では，海面付近のモデリングに任意性が残されていることがはっきりした．海洋のモデリングで必要となる海洋側粗度，TKE フラックスについても同様にまとめた．しかし，海洋側粗度，TKE フラックスに関する研究例は少なく，その現象の理解も進んでいるとは言えず，観測や実験をベースにしたパラメタリゼーションが期待されるところである．

第 3 章では，2009 年から 2012 年の台風期を対象として京都大学の田辺中島高潮観測塔において行われた観測結果についてまとめた．観測は，大気，波浪，海洋の計測が行われ，観測期間中に 5 個の台風が日本付近を通過，上陸した．これらの台風の特徴及び観測結果をまとめ，台風の接近に伴う気圧低下，風速の増大，水温躍層の破壊の観測結果が得られた．第 4 章では，本研究で用いた数値モデルについてまとめた．海洋モデル，気象モデル，波浪モデルの支配方程式，選択可能な物理スキームについてまとめた．結合モデルについては，モデルの仕組みとモデル間で交換している物理量を示した．

第 5 章では，大気側粗度，海洋側粗度，TKE フラックスのバルク式の変更が気象，海象に与える影響について調べた．大気側粗度には，風速に依存する式，波浪に依存する式として代表的な Charnock (1955), Taylor and Yelland (2001), Oost et al. (2002), Drennan et al. (2005) のバルク式を用いた．海洋側粗度には，Charnock (1955), Terray et al. (1996) と一定粗度の条件を用いた．TKE フラックスには，Craig and Banner (1994), Feddersen and Trowbridge (2005) と表層から TKE の流入がない条件を用いた．これらのバルク式の変更が気象，海象に与える影響を調べるため，理想地形での比較，台風下のメソスケール及び湾スケールの実験を行った．

理想地形を用いた実験では，一様水深地形に一様風を与える実験を行った．大気側粗度のバルク式を変更した実験結果では，Oost et al. (2002), Taylor and Yelland (2001), Drennan et al. (2005), Charnock (1955) の順に大きな粗度が推定され，その粗度の大きさが表層流の加速度と比例する結果が得られた．海洋側粗度のバルク式を変更した実験結果から，海洋側粗度にはバラつきが大きく，その粗度自身は流れにあまり影響しないことが明らかとなった．TKE フラックスのバルク式を変更した実験結果から，TKE フラックスは表層の流速を小さくすると共に，亜表層部の流速を大きくすることが明らかとなった．

バルク式を変更した台風下のメソスケール計算

大気側粗度，海洋側粗度，TKE フラックスのバルク式の変更が台風下のメソスケール計算に与える影響について検討を行った．大気側粗度のバルク式による検討においては，Oost et al. (2002) が過大な摩擦速度，抵抗係数を推定したため，気象，水象の物理諸量の分布が他の 3 式による推定結果と異なっていた．抵抗係数の比較から，Oost et al. (2002) では 20m/s 以上の風速域で不自然な抵抗係数の分布を示しており，Oost et al. (2002) の経験定数には改善の余地があることがわかった．他の 3 式による台風経路，最大風速，最大風速半径に対する影響は小さくことを確認した．大気側粗度のバルク式の変更は，台風中心から方位角方向に平均すると影響が小さかったが，風向と波向の一致しない台風後方では，波浪依存式は風速依存式に比べて大きな摩擦速度，熱フラックスを推定し，その差は最大風速半径付近で最も大きくなった．大気側粗度の海洋への影響については，大気側への影響と同様に台風後方で影響が大きく，波浪依存式は風速依存式に比べて大きな流速分布を推定した．台風後方での流況の違いは台風経路上の水温変化にも影響が表れており，波浪依存式では海水の混合が盛んに行われた結果，水温低下が大きくなった．

海洋側粗度のバルク式を変更した計算結果から，台風への影響はないことを確認した．海洋側粗度の海洋の物理量への影響は，Charnock (1955) と Terray et al. (1996) を比較した場合，表層流速において Charnock (1955) は Terray et al. (1996) より大きい表層流速を推定したが，混合層下部では Terray et al. (1996) の方が大きい流速を推定した．水温や塩分の分布は，Terray et al. (1996) の方が約 10m 低い位置に躍層を持ち，波浪依存式は流速，水温等に対して低層まで影響を及ぼすことがわかった．TKE フラックスのバルク式を変更した計算結果から，台風への影響はないことを確認した．波浪依存の TKE フラックスは台風後方での物理量分布において，ピーク位置を 20km 外側に持つことを確認した．海洋への影響について検討を行った結果，Craig and Banner (1994) の方が大きな TKE を推定し，表層流速は小さいが深い位置まで流速を持つ分布となった．特に台風後方では，Craig and Banner (1994) が TKE を大きく推定するため，表層部の水温低下，塩分の上昇が確認された．

台風下の湾スケール計算

大気側粗度，海洋側粗度，TKE フラックスのバルク式の変更が台風下の湾スケール計算に与える影響について調べた．湾スケールにおいて，大気側粗度のバルク式を変更した影響は，海上風速に確認されたが，気圧，風向に対する影響は小さいことを確認した．風速を通して波浪にも影響しており，風波にその影響が大きく現れた．しかし，計算領域の境界から与えたうねりには，バルク式はほとんど影響しなかった．バルク式は，海洋中の流速分布に大きく影響し，ピーク流速のタイミング，流速の大きさが異なった．

海洋側粗度のバルク式を変更した計算結果から，大気及び波浪に対する影響は小さかった．海洋中の流速，水温の分布に対する影響は大きく，Terray et al. (1996) のバルク式で推定した流速は小さく，観測で得られている流速にも及ばなかった．TKE フラックスのバルク式を変更した計算結果から，大気に対する影響は小さかった．バルク式変更の影響は風速に見られなかったものの，海洋の流れを通したフィードバックにより波浪には少し影響を与えていた．風速が 25m/s を超えるときには，Craig and Banner (1994) のバルク式が表層から低層まで大きい流速分布となった．Feddersen and Trowbridge (2005) のバルク式

で，ピーク流速の大きさが観測結果によく合う結果が得られた．

結合条件の違いによる影響

大気海洋波浪結合モデルを用いて，結合条件を単方向，双方向に切り替えることで推算結果に及ぼす影響について検討を行った．台風経路にはあまり影響がなかったが，気象モデルに波浪モデルを結合することで台風の中心気圧が 5hPa 小さく推定され，台風周辺の海上風速を小さく推定した．沿岸部における台風通過に伴った水温変化には，気象モデルを双方向で結合することによる熱のフィードバックが有効であった．また，流速の変化は波浪モデルを双方向で結合することによる，波浪の影響が有効であった．

付録 A 気象モデルの推算精度に関する基礎的な検討

高潮や海洋中の流速、波浪の推算において、台風ポーガスによる風速分布を計算対象領域に与えるもの（例えば、細井正延ら（1962）、合田良実・合田良実（1969）、山下隆男・山下隆男（1996）、間瀬肇ら（2001）、藤本憲久ら（2002）、河合弘泰ら（2003））が検討され、近年では気象モデルを用いてより詳細な気圧・風速分布を与える研究（例えば、金庚玉・金庚玉（2004）、間瀬肇ら（2005）、中野俊夫ら（2006））が行われている。海面に働く外力の算定は、高潮、流速、波浪などの推算において根幹に関わる部分であるため、観測をより良く再現できることは重要である。近年、外力算定に用いられる気象モデルとして WRF がよく用いられるようになってはいるが、豊富な物理スキームのオプションが準備されているものの、海洋の推算においてどのスキームの選択が良いのかといった検討はあまり進んでいない。数少ない検討例として、鈴山勝之ら（2012）は 6 時間間隔の GPV データから単純線形補間による 1 時間間隔のデータを作成し、初期、境界値に気圧場に関する台風ポーガスを埋め込む研究を行なっている。その結果、中心気圧、最大風速の時間変化を精度よく推算することが可能となり、惑星境界層に nudging をかけない場合に最大風速の再現性が向上することを報告している。また、金ら（2012）は惑星境界層スキームの違い、鉛直格子間隔の影響について、海面気圧、10m 風速を比較している。惑星境界層スキームについては、Mellor-Yamada-Janjic scheme もしくは Asymmetric Convective Model が、鉛直格子は表層でより細かい座標を与えているケースが観測値との相関が高かったことが報告されている。他のスキームが台風の再現に与える影響として、積雲パラメタリゼーションや微物理スキーム、空間解像度が挙げられる。積雲パラメタリゼーションは海洋モデルでの乱流スキームのように、雲の発達による鉛直循環を再現することに効果的である。しかし、本研究ではメソスケール以下の領域を対象としており、十分に雲を解像できると考えられるため、積雲パラメタリゼーションは用いておらず比較検討を行なわなかった。微物理スキームについては、台風の壁雲部分において急速な上昇流の発生が予見され、氷相を含めたスキームの使用が効果的だと考えられる。そこで微物理スキームによる台風への影響検討を行った。また、空間解像度は台風の目付近の再現に大きく影響し、中心気圧の再現に大きく寄与すると考えられる。そこで、白浜観測塔に接近した台風のうち、Melor について検討を行った。

A.1 初期値・境界値

WRF では初期値、境界値として、地形、土地利用、気象場のデータが必要となる。地形には標準で全球 DEM(Digital Elevation Model) データの一つである GTOPO30 が提供されている。GTOPO30 は EROS(Earth Resources Observation and Science) が作成したデータで、30 秒（約 1km）の解像度を持っている。土地利用には標準で USGS(United States Geological Survey) が作成した 30 秒間隔の全球データが

提供されている．これらの地形，土地利用データはどちらも 1km 程度の解像度があるが，より詳細な解像度，陸上の観測点での比較検討を行う場合には，USGS データでは過小評価になることが知られている（秋本祐子・秋本祐子 (2010)，Ninomiya et al. (2011)）．そこで本研究においては，1km 以下の解像度での計算時には地形データに国土地理院の基盤地図情報数値標高モデルを，土地利用データに国土数値情報土地利用細分メッシュデータを用いる．土地利用データを用いる際に，土地利用分類が WRF のパラメータと異なるため，土地利用細分メッシュデータの土地利用分類を表 A.1 のように修正した．

表 A.1 土地利用細分メッシュデータと WRF の土地利用分類対応

土地利用細分メッシュデータ			WRF
大分類	中分類	小分類	
山林・農地等	山林・荒地等		Mixed Forest
	農地	田	Irrigated Cropland and Pasture
		畑・その他の農地	Irrigated Cropland and Pasture
造成地	造成中地		Urban and Built-Up Land
	空地		Urban and Built-Up Land
宅地	工業用地		Urban and Built-Up Land
	住宅地	一般低層住宅地	Urban and Built-Up Land
		密集低層住宅地	Urban and Built-Up Land
	商業・業務用地		Urban and Built-Up Land
公共公益施設用地	道路用地		Urban and Built-Up Land
	公園・緑地等		Urban and Built-Up Land
	その他の公共公益施設用地		Urban and Built-Up Land
河川・湖沼等			Water Bodies
海			Water Bodies

気象場には，風速や気温，気圧などの GPV(Grid Point Value) データが必要となる．本研究では，NCEP が提供する FNL データ (Final Operational Global Analysis data;ds083.2) を用いる．FNL データは全球の 1 度，6 時間間隔のデータで，WRF で用いられている実績の多いデータである．一方で，台風の発達に SST が大きく影響を及ぼすことは周知の事実である．品質が保証された SST データとして，東北大学が中心に開発を行った外洋域新世代海面水温 (NGSST:New Generation Sea Surface Temperature for Open Ocean) がある．NGSST は衛星赤外観測データ (AVHRR,MODIS) とマイクロ波放射計 (AMSR-E) から得られる海面水温を客観的な手法で融合し，品質管理を行なっている 0.05 度間隔のデータである．2009 年 10 月 1 日の FNL データと NGSST の日本周辺の SST を図 A.1 に示す．分布は似ているが，NGSST の方がやや FNL データの SST を北に移動させた分布となっている．差を見ると，台風が発達して近づいてくる日本の南側では NGSST の方が 1 から 3 程度高く，日本の北側では FNL データの方が海面温度が 1 から 3 高い傾向にある．

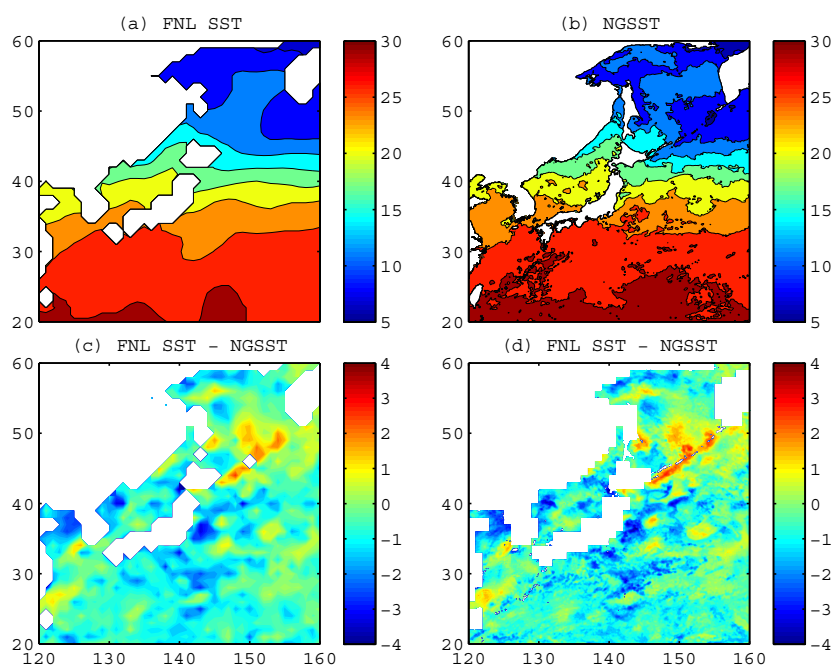


図 A.1 FNL データに含まれる SST と NGSST の分布 (a)FNL データの SST,(b)NGSST,(c)1 度格子での FNL データと NGSST の差,(d)0.05 度格子での FNL データと NGSST の差

表 A.2 解像度と格子数, dt の関係

horizontal resolution	horizontal grids	dt [s]
3km	1351 x 1081	12
5km	811 x 649	20
9km	451 x 361	40
12km	339 x 271	50
15km	271 x 217	60
18km	226 x 181	75
21km	194 x 156	100

A.2 水平格子解像度の影響

水平格子解像度の影響について比較を行うため, 3km から 21km までの解像度を用いて, 計算を行った. 対象領域及び台風の Best Track を図 A.2 に示す. 台風の初期からの発達を追算するように領域を確保した. 解像度と水平格子数, dt の関係を表 A.2 に示す. 解像度によって計算範囲に数 km の誤差はあるもののほぼ同様の範囲に設定した. また, 計算ステップについては WRF の標準である解像度 [km] × 6 よりもやや小さく設定した. 計算期間は台風発生直後の 10 月 1 日 0 時から 10 月 11 日までを対象とした. 物理スキームは全て同じ条件で行なっており, 一覧を表 A.2 に示す.

計算結果を図 A.3 及び図 A.4 に示す. 図 A.3 は台風経路を示している. 黒線が Best Track を示し, 他

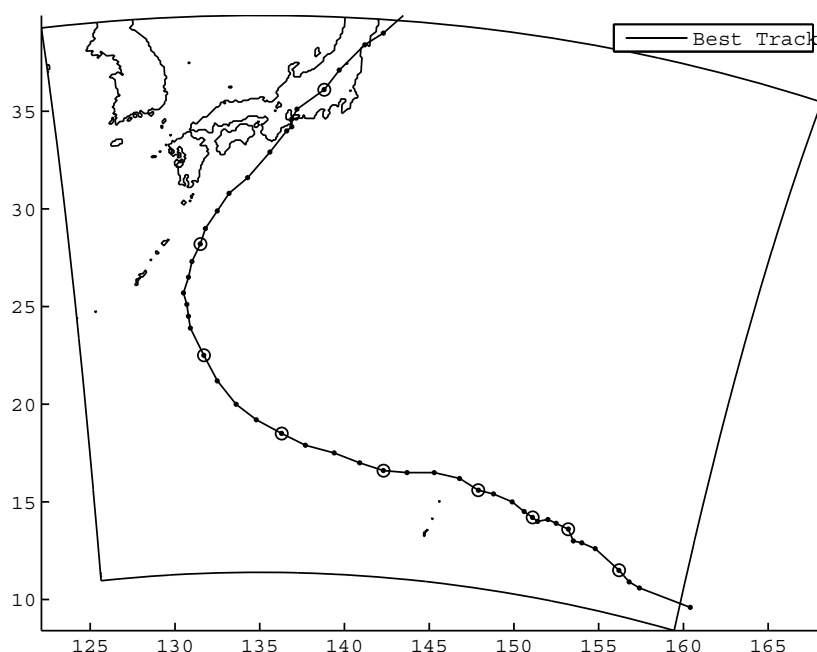


図 A.2 水平格子解像度の影響検討を行った計算範囲と台風の Best Track

表 A.3 物理スキーム

Microphysics	WRF Single-Moment 6-class scheme
Longwave Radiation	RRTM scheme
Shortwave Radiation	Goddard shortwave
Surface Layer	Eta similarity
Land Surface	Noah Land Surface Model
Urban Surface	Urban canopy model
Planetary Boundary layer	Mellor-Yamada-Janjic scheme
Cumulus Parameterization	n/a

の色は図に示すとおり 3km から 21km の解像度での計算結果を示している．どの結果も同じような経路をとっているが、解像度 3km のケースだけが台風の移動速度の精度が高い．5km よりも粗い解像度であれば、経路について差はないと考えられる．図 A.4 に台風の中心気圧、最大風速、最大風速半径の時間変化を示す．中心気圧の時間変化において解像度の影響が強く現れており、解像度の細密化に伴って中心気圧の低下が顕著になっている．解像度 3km のケースは中心気圧の低下傾向を良く再現できている．一方で、どのケースも台風の移動速度の再現がよくなかったため、大きく誤差の発生する 10 月 6 日以降の台風の弱化は同時刻に再現されなかった．風速の時間変化については解像度の高い 3km の結果が過大評価となった．5km の結果が 10 月 5 日までの風速を最も良く再現できている．15km 以下では最大風速の変化にあまり差は見られなかった．最大風速半径の時間変化は、解像度が低くなるにしたがって大きく評価する傾向にあるが、格子解像度による誤差を考えると 1,2 メッシュ内に収まっており解像度による差はあまり大きくないと考えられる．

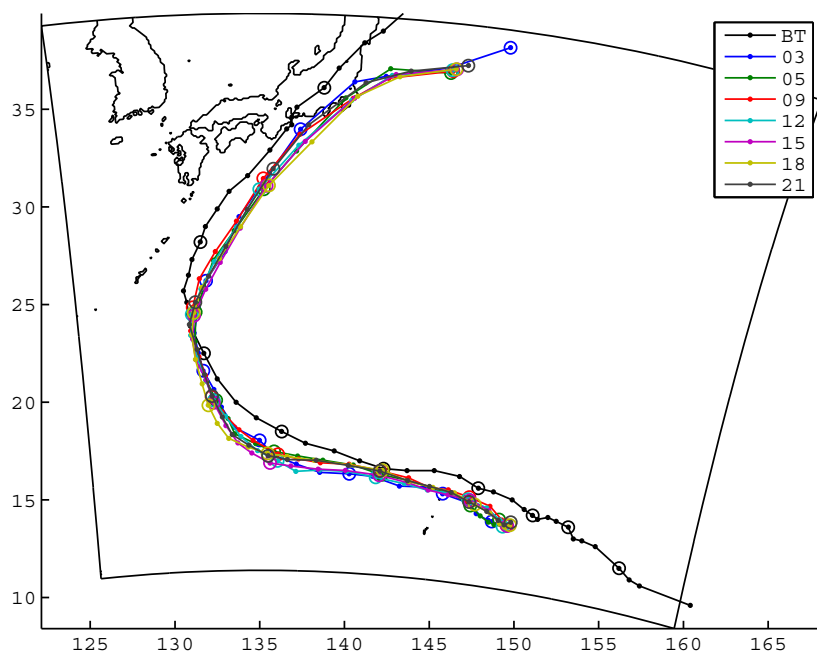


図 A.3 台風経路の比較

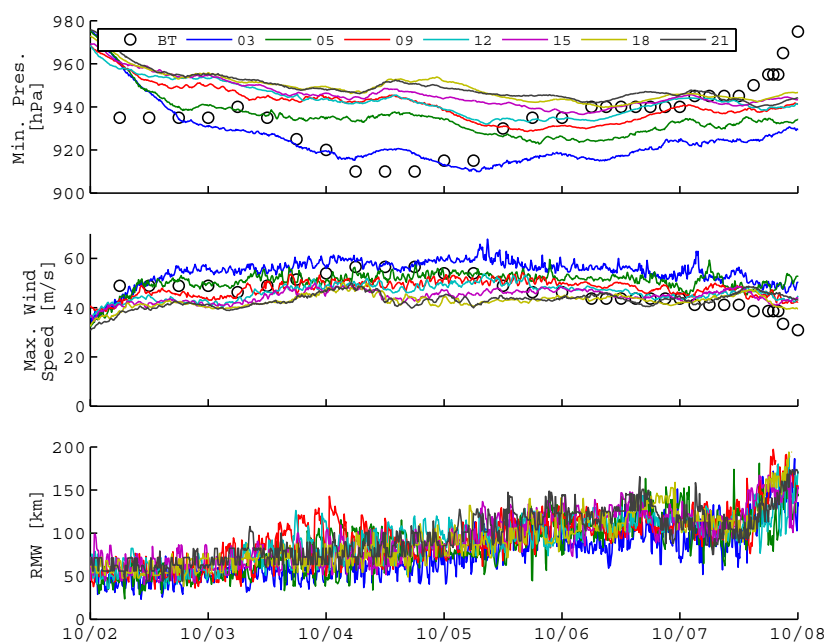


図 A.4 台風の中心気圧，最大風速，最大風速半径の時間変化

A.3 台風ボーガスの影響

台風ボーガスは台風の計算精度向上のために，GPV データでは与えられない中心気圧付近の急速な気圧変化を計算初期値に埋め込むものである．しかし，結合計算においては各モデルの初期値から安定す

表 A.4 ポーガス導入実験の計算条件

計算期間	2009 年 10 月 1 日から 10 月 11 日
水平格子	140 x 140
水平解像度	10km
鉛直格子	40
dt	60s

るまでの時間が異なるため、一概に初期値に導入することは難しい。台風計算においては経験的に、初期値から計算が安定するまでに WRF で 1 日程度、ROMS で 3 日程度必要である。ROMS の初期の安定を考慮した場合に、移動の速い台風であればかなり遠方からの計算が必要となり、計算コストが大幅に増大する。そのため、本検討では境界条件及び nudging の境界条件に与えた場合にどのような影響を及ぼすのか検討を行った。

WRF では、Hurricane を対象としたポーガスが用意されており、そこでは初期値もしくは境界値の風速、気温、湿度の分布がポーガスに合うように調整される。ポーガスに必要なパラメータは中心の緯経度、最大風速、最大風速半径、scale factor である。また、高潮では気圧変化が重要であるため、Myers and Malkin (1961) による気圧分布の導入についても検討を行った。Myers and Malkin (1961) は

$$p = p_c + \Delta p e^{-\frac{r_0}{r}} \quad (\text{A.1})$$

で表され、 p_c は中心気圧、 Δp は気圧深度 ($p_\infty - p_c$)、 p_∞ は無限遠点の気圧、 r_0 は最大風速半径である。これを海面気圧として与え、3 次元の気圧データには断熱変化を仮定して与えた。

計算条件を表 A.4 にまとめる。計算期間は台風が計算領域に入る前から始めている。計算領域は台風の中心が 2 日程度入っている領域に設定した。計算の物理スキームは前節と同様である。

計算結果を図 A.5 に示す。図 A.5(a) が台風経路を示す。黒プロットが Best Track、青色がポーガスなしの計算結果、緑色が WRF bogus を導入した計算結果、赤色が Myers の気圧分布だけを導入した計算結果、水色が WRF bogus と Myers の気圧分布を導入した計算結果を示す。台風経路はどの計算結果も Best Track の左右に振れているが概ねよく一致している。台風上陸前には、台風の移動速度が速くなり、移動速度の誤差が大きくなっている。図 A.5(b) の台風経路の誤差では、WRF bogus 導入により上陸前の再現が悪くなっていることがわかる。経路の推定に対して、ポーガスによる境界条件はあまり意味がないことがわかった。

図 A.5(c) の中心気圧の時間変化では、境界条件に Myers の気圧分布を適用したケースで計算領域端で気圧条件の拘束が働いていることがわかる。強引な気圧低下により、ポーガスなしと気圧ポーガスみのケースは上陸前まで初期で生じた差を維持した。図 A.5(d) の最大風速の時間変化では、風速を導入した WRF bogus の精度が悪くなっており、Myers の気圧分布はあまり影響がないことがわかる。以上から、WRF bogus は境界条件として推定精度を悪くするように働き得ることがわかった。Myers の気圧分布の導入では、精度向上が一部で見られたが、台風中心が計算領域に入ってきた直後は異常な気圧変化を示すことがわかった。

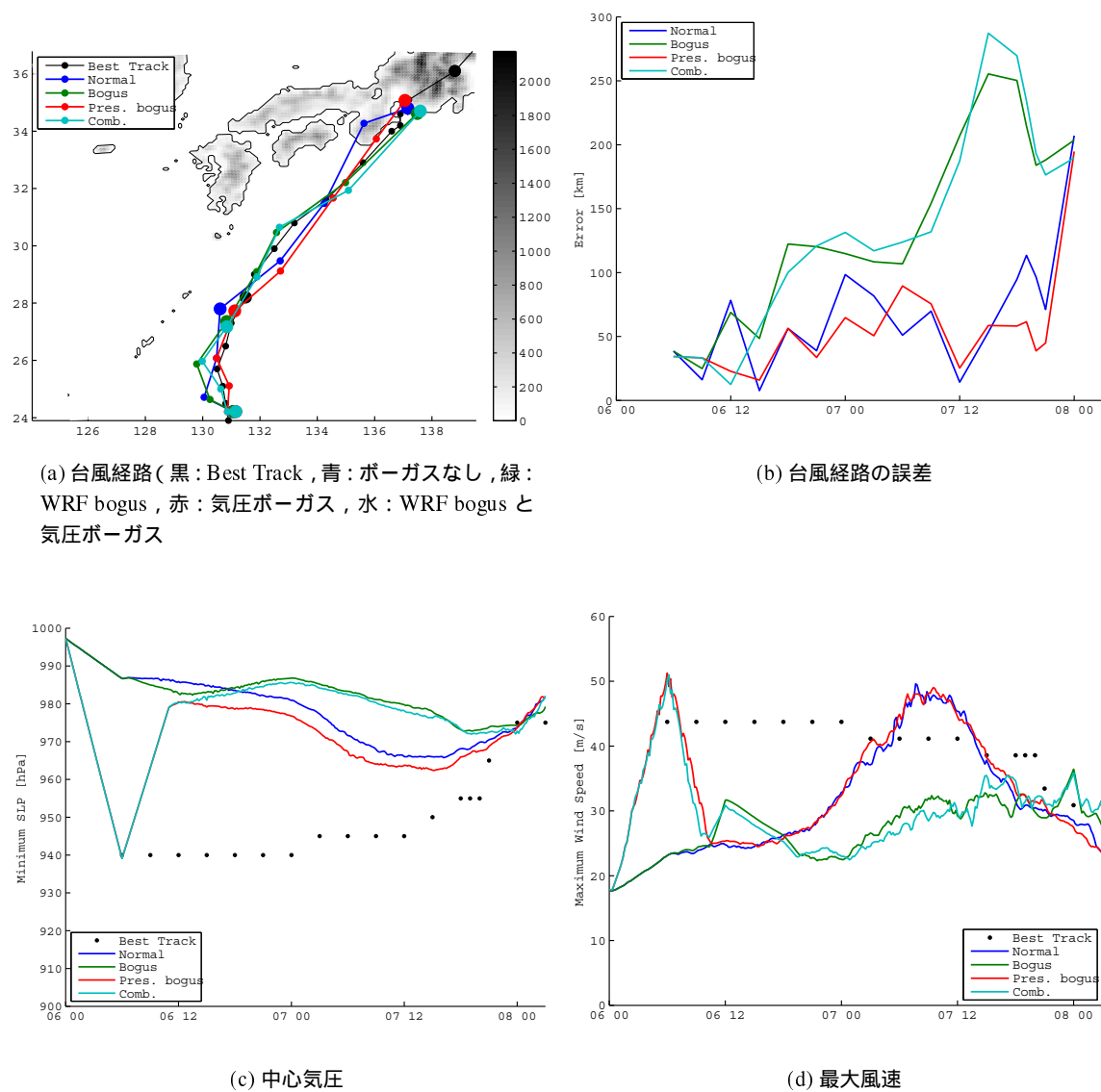


図 A.5 ポーガス導入による台風推定結果の比較

付録 B 地形データ

海洋モデルで用いる地形データには、様々な GPV データがある。本研究では、主に GEBCO (General Bathymetric Chart of the Oceans) と津波メッシュデータを用いた。GEBCO は BODC (British Oceanographic Data Centre) から netCDF 形式でダウンロードできるデータで、Intergovernmental Oceanographic Commission と International Hydrographic Organization の協力で作成されたデータである。GEBCO は解像度 30 秒の全球データである。一方、津波メッシュデータは海上保安庁海洋情報部の J-EEG500、J-BIRD、沿岸の海の基本図及び海図を作製する際の基礎データに基づいて作成されたデータである。日本周辺域のみを対象としたデータで、日本周辺を対象とした 4050m の解像度から湾域を対象とした 50m の解像度を持つデータが含まれている。

B.1 データの違いによる比較

図 B.1 に白浜周辺における地形データを示す。図 B.1(a) と図 B.1(b) は元データを示し、図 B.1(c) と図 B.1(d) は ROMS で用いる際のスムージングを掛けた後のデータである。スムージングは Shapiro フィルターを用いており、閾値である r-factor は 0.2 を下回るか、100 回フィルターをかけるかでスムージングが終了するように設定している。元データを比較すると、どちらにも太平洋側から突き出た 3 本の地形が確認でき、地形の傾向は似通っている。Shapiro フィルター後のデータを比較すると大きく差が出ている。GEBCO データは r-factor がなかなか小さくならず、規定数の 100 回のフィルタリング後の地形となっている。そのため、特徴的だった地形が滑らかな大陸棚地形になっている。一方、津波メッシュデータは r-factor がもともと低く抑えられており、10 回ほどのフィルタリングで r-factor が 0.2 を下回った。そのため、特徴的な地形はある程度保存されていることが確認できる。図 B.2 に GEBCO と津波メッシュの元データの差を示す。3 本の突き出た地形付近では、左側で GEBCO の方が大きく、右側で津波メッシュの方が大きいことから、GEBCO はやや西側に偏っている傾向が伺えるが、それ以外の箇所については水深 1500m 付近でも差が 50m 以内に収まっており、大領域から小領域まで使用可能な良いデータだと考えられる。しかし、r-factor は白浜周辺域に限らず、大きい傾向があるため、スムージングのパラメータ設定によっては実地形と全く異なる地形を取扱う可能性があることに注意が必要である。

B.2 Shapiro フィルター

Shapiro フィルターは、水深データの中心差分を取って、差分量の定数倍の量を変化させるフィルターである。パラメータは、変化量を規定する定数 (order)、地形勾配パラメータ (r-factor)、繰り返し回数 (npass) の 3 つである。order について、その効果を把握するためサンプル地形を用いて確認を行った。

図 B.3 に order を変えたフィルタリングの結果を示す。左上が元データ、右上がフィルタリング後、左

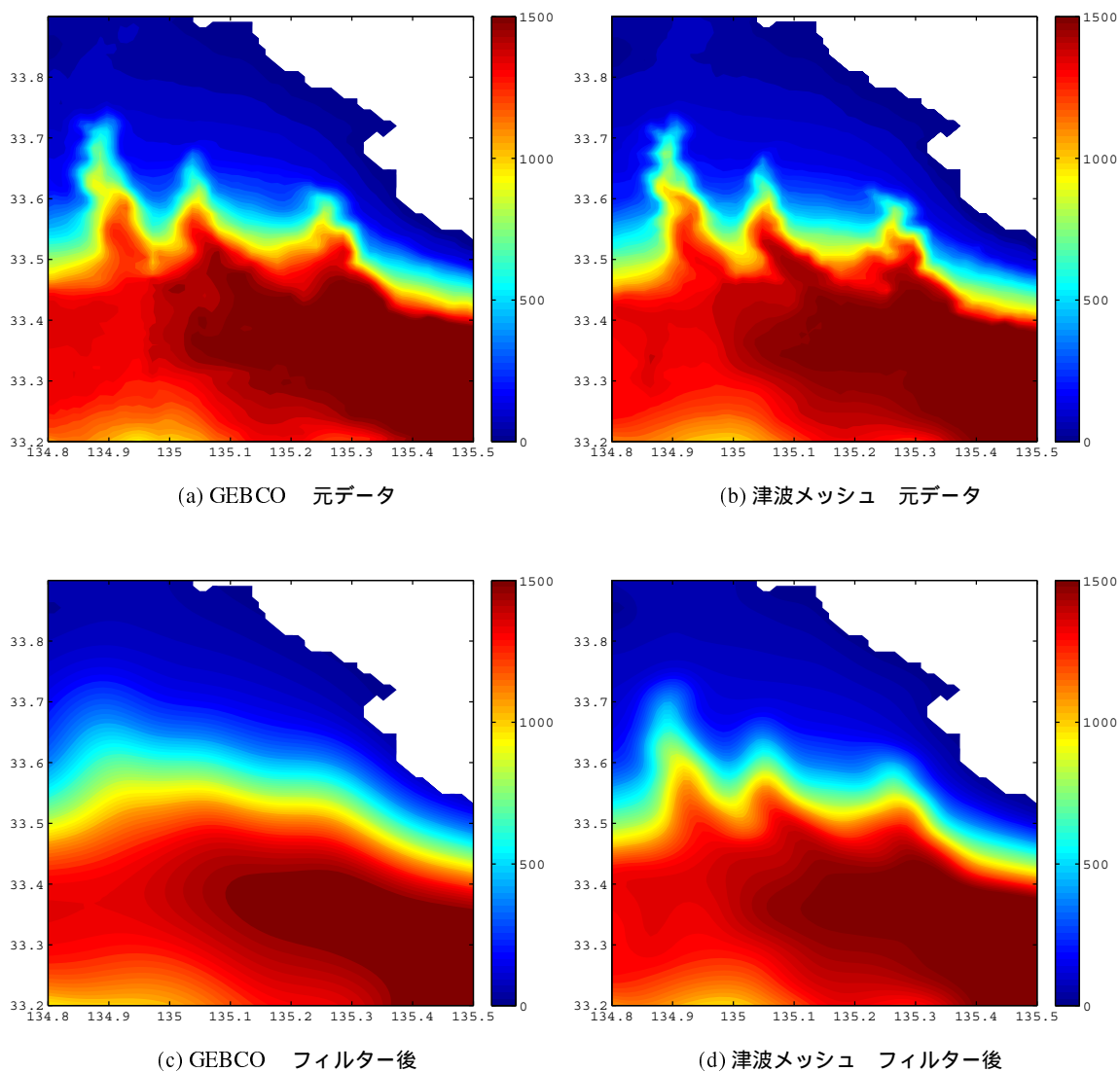


図 B.1 白浜周辺における地形データ

下が x 方向の勾配，右下が y 方向の勾配を示す．order は 2 が標準値である．フィルタリング後と比較すると，order が大きいほどピーク部分が大きくなり，order が小さいほどピークが小さくなっている．x , y 方向の勾配では，order が小さいときに勾配が低く抑えられている．元データの分布との比較では，order が小さいとピークが出にくく，地形は滑らかに改編され，大きい order では元の地形の特徴を残しながら r-factor を抑えるように働いている．元地形の特徴を崩さずに，フィルターの効果を徐々に発揮させる場合は，order を大きく設定して，フィルターの効果を確認しながら決定する必要がある．

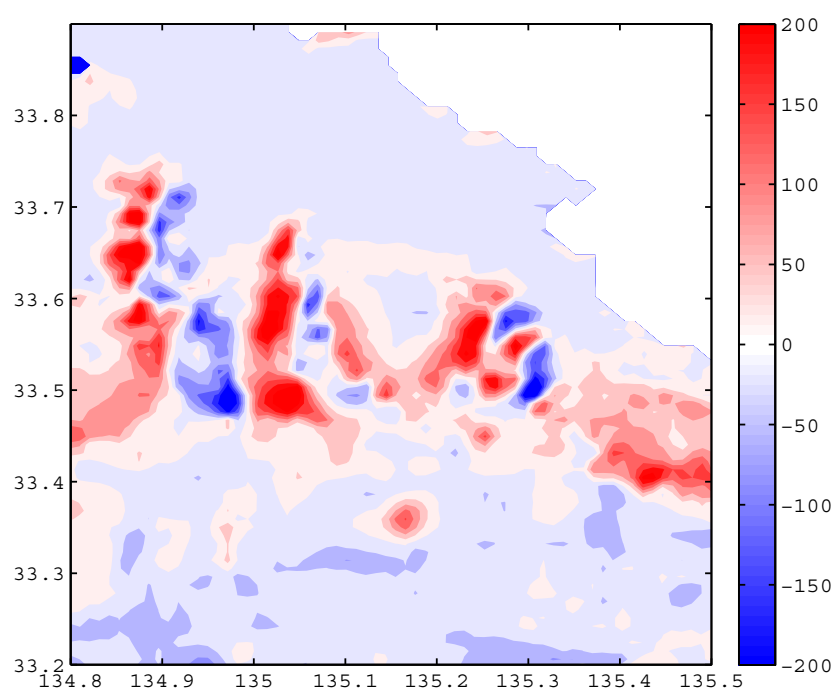
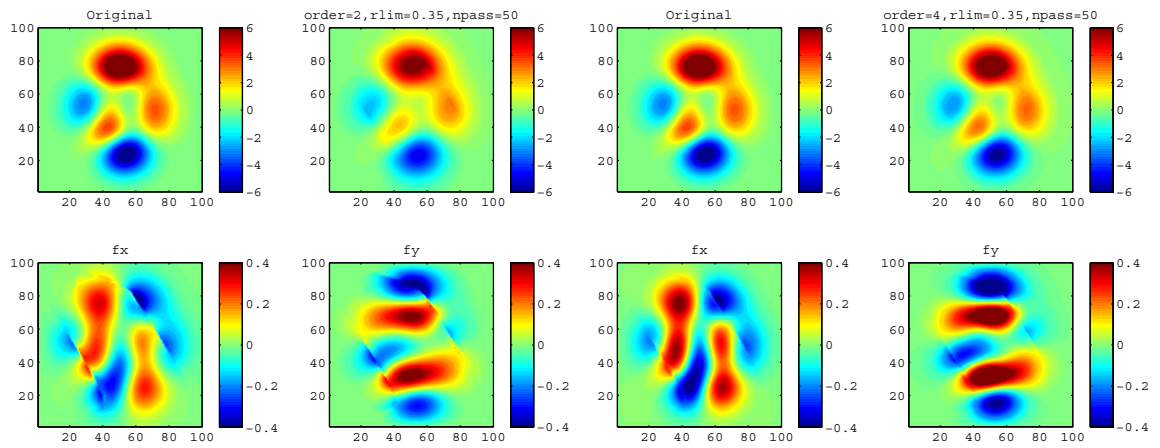
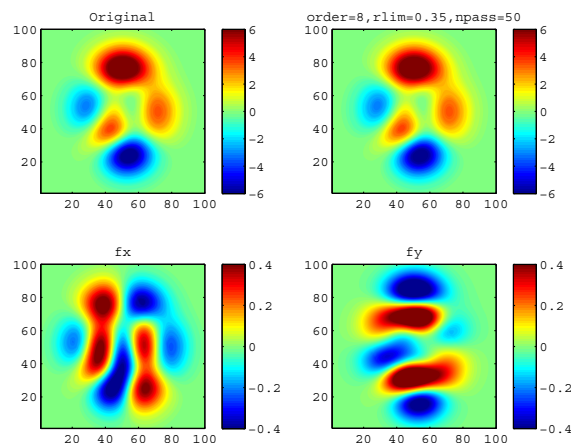


図 B.2 地形データの差 (GEBCO - 津波メッシュ)



(a) order = 2

(b) order = 4



(c) order = 8

図 B.3 Shapiro フィルターの効果 (その 1)

参考文献

- Amorocho, J. and J.J. DeVries (1980) "A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces," *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 85, No. C1, pp. 433–442.
- Babanin, A.V. and V.K. Makin (2008) "Effects of wind trend and gustiness on the sea drag: Lake George study," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 113, No. C2, p. 2015.
- Badgley, F.I., C.A. Paulson, and M. Miyake (1972) "Profiles of wind, temperature, and humidity over the Arabian Sea, International Indian Ocean Expedition Meteorological Monograph No. 6."
- Battjes, J.A. and J.P.F.M. Janssen (1978) "Energy loss and set-up due to breaking of random waves," *Coastal Engineering Proceedings*, Vol. 1, No. 16.
- Bender, M.A. and I. Ginis (2000) "Real-case simulations of hurricane-ocean interaction using a high-resolution coupled model: Effects on hurricane intensity," *Monthly Weather Review*, Vol. 128, No. 4, pp. 917–946.
- Black, P.G., E.A. D'Asaro, T.B. Sanford, W.M. Drennan, J.A. Zhang, J.R. French, P.P. Niiler, E.J. Terrill, and E.J. Walsh (2007) "Air-sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the coupled boundary layer air-sea transfer experiment," *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 88, No. 3, pp. 357–374.
- Booij, N., R.C. Ris, and L.H. Holthuijsen (1999) "A third-generation wave model for coastal regions: 1. Model description and validation," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 104, No. C4, pp. 7649–7666.
- Burchard, H. (2001) "Simulating the wave-enhanced layer under breaking surface waves with two-equation turbulence models," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 31, No. 11, pp. 3133–3145.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, and E.F. Bradley (1971) "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer," *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 28, No. 2, pp. 181–189.
- Canuto, V.M., A. Howard, Y. Cheng, and M.S. Dubovikov (2001) "Ocean turbulence. Part I: One-point closure model-momentum and heat vertical diffusivities," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 31, No. 6, pp. 1413–1426.
- Cavaleri, L. and P.M. Rizzoli (1981) "Wind wave prediction in shallow water: Theory and applications," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 86, No. C11, pp. 10961–10973.
- Chapman, D.C. (1985) "Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic coastal ocean model," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 15, No. 8, pp. 1060–1075.
- Charnock, H. (1955) "Wind stress on a water surface," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 81, No. 350, pp. 639–640.

- Chen, F. and J. Dudhia (2001) "Coupling an advanced land surface-hydrology model with the Penn State-NCAR MM5 modeling system. Part I: Model implementation and sensitivity," *Monthly Weather Review*, Vol. 129, No. 4, pp. 569–585.
- Chou, M.D. and M.J. Suarez (1994) "An efficient thermal infrared radiation parameterization for use in general circulation models," *NASA Tech. Memo*, Vol. 104606, No. 3, p. 85.
- Craig, P.D. and M.L. Banner (1994) "Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 24, No. 12, pp. 2546–2559.
- Deacon, E.L. (1962) "Aerodynamic roughness of the sea," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 67, No. 8, pp. 3167–3172.
- Deacon, E.L. and E.K. Webb (1962) "Small-scale interaction," *In The Sea*, Vol. 1, pp. 43–66.
- DeCosmo, J., K.B. Katsaros, S.D. Smith, R.J. Anderson, W.A. Oost, K. Bumke, and H. Chadwick (1996) "Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The Humidity Exchange Over the Sea (HEXOS) results," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 101, No. C5, pp. 12001–12.
- Donelan, M.A., F.W. Dobson, S.D. Smith, and R.J. Anderson (1993) "On the dependence of sea surface roughness on wave development," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 23, No. 9, pp. 2143–2149.
- Donelan, M.A., B.K. Haus, N. Reul, W.J. Plant, M. Stiassnie, H.C. Graber, O.B. Brown, and E.S. Saltzman (2004) "On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds," *Geophysical Research Letters*, Vol. 31, No. 18.
- Drennan, W.M., P.K. Taylor, and M.J. Yelland (2005) "Parameterizing the sea surface roughness," *Journal of physical oceanography*, Vol. 35, No. 5, pp. 835–848.
- Dudhia, J. (1989) "Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiment using a mesoscale two-dimensional model," *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 46, No. 20, pp. 3077–3107.
- Durski, S.M., S.M. Glenn, and D.B. Haidvogel (2004) "Vertical mixing schemes in the coastal ocean: Comparison of the level 2.5 Mellor-Yamada scheme with an enhanced version of the K profile parameterization," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 109, No. C1, p. C01015.
- Dutour, S.M., A. Roland, I. Tomazić, and I. Janeković (2012) "Hindcasting the Adriatic Sea near-surface motions with a coupled wave-current model," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 117, No. C12.
- Edson, J., T. Crawford, J. Crescenti, T. Farrar, N. Frew, G. Gerbi, C. Helms, T. Hristov, D. Khelif, A. Jessup et al. (2007) "The coupled boundary layers and air-sea transfer experiment in low winds," *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 88, No. 3, pp. 341–356.
- Edson, J., V. Jampana, R. Weller, S. Bigorre, A. Plueddemann, C. Fairall, S. Miller, L. Mahrt, D. Vickers, and H. Hersbach (2013) "On the exchange of momentum over the open ocean," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 43, No. 8, pp. 1589–1610.
- Eldeberky, Y. (1997) "Nonlinear transformation of wave spectra in the nearshore zone," *Oceanographic Literature Review*, Vol. 44, No. 4.
- Eldeberky, Y. and J.A. Battjes (1995) "Parameterisation of Triad Interactions in Wave Energy Models," *Coastal Dynamics '95*, 140–148 頁, ASCE.
- (1996) "Spectral modeling of wave breaking: Application to Boussinesq equations," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 101, No. C1, pp. 1253–1264.

- Fairall, C.W., E.F. Bradley, D.P. Rogers, J.B. Edson, and G.S. Young (1996) "Bulk parameterization of air-sea fluxes for tropical ocean-global atmosphere coupled-ocean atmosphere response experiment," *Journal of Geophysical Research*, Vol. 101, No. C2, pp. 3747–3764.
- Fairall, CW, Edward F Bradley, JE Hare, AA Grachev, and JB Edson (2003) "Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm," *Journal of climate*, Vol. 16, No. 4, pp. 571–591.
- Feddersen, F. and J.H. Trowbridge (2005) "The Effect of Wave Breaking on Surf-Zone Turbulence and Alongshore Currents: A Modeling Study," *Journal of physical oceanography*, Vol. 35, No. 11, pp. 2187–2203.
- Fleagle, R.G., J.W. Deardorff, and F.I. Badgley (1958) "Vertical distribution of wind speed, temperature and humidity above a water surface," *Journal of Marine Research*, Vol. 17, pp. 141–155.
- Garratt, J.R. (1977) "Review of drag coefficients over oceans and continents," *Monthly Weather Review*, Vol. 105, No. 7, pp. 915–929.
- Grell, G.A. and D. Dévényi (2002) "A generalized approach to parameterizing convection combining ensemble and data assimilation techniques," *Geophysical Research Letters*, Vol. 29, No. 14, pp. 38–1.
- Group, WAMDI (1988) "The WAM model-a third generation ocean wave prediction model," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 18, No. 12, pp. 1775–1810.
- Haidvogel, Dale B, H Arango, WP Budgell, BD Cornuelle, E Curchitser, E Di Lorenzo, K Fennel, WR Geyer, AJ Hermann, L Lanerolle et al. (2008) "Ocean forecasting in terrain-following coordinates: Formulation and skill assessment of the Regional Ocean Modeling System," *Journal of Computational Physics*, Vol. 227, No. 7, pp. 3595–3624.
- Hara, T. and S.E. Belcher (2002) "Wind forcing in the equilibrium range of wind-wave spectra," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 470, pp. 223–245.
- Hasselmann, K. (1962) "On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum," *J. Fluid Mech*, Vol. 12, No. 481–500, p. 15.
- Hasselmann, S., K. Hasselmann, J.H. Allender, and T.P. Barnett (1985) "Computations and Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part II: Parameterizations of the nonlinear energy Transfer for Application in wave models," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 15, No. 11, pp. 1378–1391.
- Hawkins, H.F. and S.M. Imbembo (1976) "The structure of a small, intense hurricane-Inez 1966," *Monthly Weather Review*, Vol. 104, No. 4, pp. 418–442.
- Hay, J.S. (1955) "Some observations of air flow over the sea," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 81, No. 349, pp. 307–319.
- Hedstrom, K.S. (1997) "User's Manual for an S-Coordinate Primitive Equation Ocean Circulation Model SCRUM Version 3.0," *Institute of Marine and Coastal Sciences Rutgers University*.
- Hicks, B.B. and A.J. Dyer (1970) "Measurements of eddy-fluxes over the sea from an off-shore oil rig," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 96, No. 409, pp. 523–528.
- Hong, S.Y., J. Dudhia, and S.H. Chen (2004) "A revised approach to ice microphysical processes for the bulk parameterization of clouds and precipitation," *Monthly Weather Review*, Vol. 132, No. 1, pp. 103–120.
- Hong, S.Y., Y. Noh, and J. Dudhia (2006) "A new vertical diffusion package with an explicit treatment of

- entrainment processes,” *Monthly Weather Review*, Vol. 134, No. 9, pp. 2318–2341.
- Hong, S.Y. and J.J. Lim (2006) “The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6),” *Journal of Korean Meteor. Soc.*, Vol. 42, No. 2, pp. 129–151.
- Hong, S.Y. and H.L. Pan (1996) “Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model,” *Monthly Weather Review*, Vol. 124, No. 10, pp. 2322–2339.
- Hristov, T.S., S.D. Miller, and C.A. Friehe (2003) “Dynamical coupling of wind and ocean waves through wave-induced air flow,” *Nature*, Vol. 422, No. 6927, pp. 55–58.
- Hsu, S.A. (1974) “A dynamic roughness equation and its application to wind stress determination at the air-sea interface,” *Journal of physical oceanography*, Vol. 4, No. 1, pp. 116–120.
- Janjic, Z.I. (2000) 「Comments on “Development and evaluation of a convection scheme for use in climate models”」, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 第 57 卷, 第 21 号, 3686–3686 頁.
- Janjić, Z.I. (2002) “Nonsingular implementation of the Mellor–Yamada level 2.5 scheme in the NCEP Meso model,” *NCEP office note*, Vol. 437, p. 61.
- Janssen, P.A.E.M. (1991) “Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting,” *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 21, No. 11, pp. 1631–1642.
- Jones, N.L. and S.G. Monismith (2008) “Modeling the influence of wave-enhanced turbulence in a shallow tide-and wind-driven water column,” *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 113, No. C3.
- Kain, J.S. (2004) “The Kain-Fritsch convective parameterization: an update,” *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 43, No. 1, pp. 170–181.
- Kantha, L.H. and C.A. Clayson (1994) “An improved mixed layer model for geophysical applications,” *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 99, No. C12, pp. 25235–25266.
- Kessler, E. (1969) “On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations,” *Meteorological Monographs*, Vol. 32, No. 10.
- Kitaigorodskii, S.A. and Yu A. Volkov (1965) “On the roughness parameter of the sea surface and the calculation of momentum flux in the near-water layer of the atmosphere,” *Izv. Atmos. Oceanic Phys*, Vol. 1, pp. 973–988.
- Komen, G.J., K. Hasselmann, and K. Hasselmann (1984) “On the existence of a fully developed wind-sea spectrum,” *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 14, No. 8, pp. 1271–1285.
- Kondo, J. (1975) “Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions,” *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 9, No. 1, pp. 91–112.
- Lacis, A.A. and J. Hansen (1974) “A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth’s atmosphere,” *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 31, No. 1, pp. 118–133.
- Large, W.G. (1979) “The turbulent fluxes of momentum and sensible heat over the open sea during moderate to strong winds.”
- Large, W.G., J.C. McWilliams, and S.C. Doney (1994) “Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization,” *Reviews of Geophysics*, Vol. 32, No. 4, pp. 363–403.
- Large, W.G. and S. Pond (1981) “Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds,” *Journal of physical oceanography*, Vol. 11, No. 3, pp. 324–336.
- Launder, B.E. and W. Rodi (1983) “The turbulent wall jet measurements and modeling,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 15, No. 1, pp. 429–459.

- Lin, Y.L., R.D. Farley, and H.D. Orville (1983) "Bulk parameterization of the snow field in a cloud model," *Journal of Climate and Applied Meteorology*, Vol. 22, No. 6, pp. 1065–1092.
- Madsen, P.A. and O.R. Sørensen (1993) "Bound waves and triad interactions in shallow water," *Ocean Engineering*, Vol. 20, No. 4, pp. 359–388.
- Mahrt, L., D. Vickers, J. Howell, J. Højstrup, J.M. Wilczak, J. Edson, and J. Hare (1996) "Sea surface drag coefficients in the Risø Air Sea Experiment," *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 101, No. C6, pp. 14327–14335.
- Makin, V.K. (2005) "A note on the drag of the sea surface at hurricane winds," *Boundary-layer meteorology*, Vol. 115, No. 1, pp. 169–176.
- Marchesiello, P., J.C. McWilliams, and A. Shchepetkin (2001) "Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models," *Ocean modelling*, Vol. 3, No. 1, pp. 1–20.
- Marshall, J.C., R. Ferrari, G. Forget, G. Maze, A. Andersson, N.R. Bates, W.K. Dewar, S.C. Doney, D.M. Fratantoni, T.M. Joyce et al. (2009) "The Climode Field Campaign: Observing the Cycle of Convection and Restratification over the Gulf Stream," *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 90, No. 9, pp. 1337–1350.
- Mastenbroek, C., G. Burgers, and P.A.E.M. Janssen (1993) "The dynamical coupling of a wave model and a storm surge model through the atmospheric boundary layer," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 23, No. 8, pp. 1856–1866.
- Matsumoto, K., T. Takanezawa, and M. Ooe (2000) "Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model: A global model and a regional model around Japan," *Journal of Oceanography*, Vol. 56, No. 5, pp. 567–581.
- Mellor, G. and A. Blumberg (2004) "Wave breaking and ocean surface layer thermal response," *Journal of physical oceanography*, Vol. 34, No. 3, pp. 693–698.
- Mellor, G.L. and T. Yamada (1982) "Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems," *Reviews of Geophysics*, Vol. 20, No. 4, pp. 851–875.
- Miles, J.W. (1960) "On the generation of surface waves by turbulent shear flows," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 7, No. 3, pp. 469–478.
- Miller, B.I. (1964) "A study of the filling of Hurricane Donna (1960) over land," *Monthly Weather Review*, Vol. 92, No. 9, pp. 389–406.
- Mitsuyasu, H and T Honda (1982) "Wind-induced growth of water waves," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 123, pp. 425–442.
- Mlawer, E.J., S.J. Taubman, P.D. Brown, M.J. Iacono, and S.A. Clough (1997) "Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave," *Journal of geophysical research*, Vol. 102, No. D14, pp. 16663–16.
- Monin, A.S. and A.M. Obukhov (1954) "Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere," *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, Vol. 151, pp. 163–187.
- Moon, I.-J, I. Ginis, and T. Hara (2004) "Effect of surface waves on air-sea momentum exchange. Part II: Behavior of drag coefficient under tropical cyclones," *Journal of the atmospheric sciences*, Vol. 61, No. 19, pp. 2334–2348.
- Moon, I.-J, I. Ginis, T. Hara, and B. Thomas (2007) "A physics-based parameterization of air-sea momentum

- flux at high wind speeds and its impact on hurricane intensity predictions,” *Monthly Weather Review*, Vol. 135, No. 8, pp. 2869–2878.
- Moore, Andrew M, Hernan G Arango, Gregoire Broquet, Brian S Powell, Anthony T Weaver, and Javier Zavala-Garay (2011) “The Regional Ocean Modeling System (ROMS) 4-dimensional variational data assimilation systems: part I–system overview and formulation,” *Progress in Oceanography*, Vol. 91, No. 1, pp. 34–49.
- Myers, Vance A and William Malkin (1961) *Some properties of hurricane wind fields as deduced from trajectories*: US Department of Commerce, Weather Bureau, pp.1–45.
- NCAR, WRF (2008) “version 3 modeling system user’s guide,” *Mesoscale & Microscale Meteorology Division, National Weather for Atmospheric Research NCAR*. sl.
- Nelson, R.C. (1987) 「Design wave heights on very mild slopes an experimental study」, *Transactions of the Institution of Engineers, Australia. Civil engineering*, 第 29 卷, 第 3 号, 157–161 頁.
- Ninomiya, J., N. Mori, and H. Kusaka (2011) “Influence of sea surface temperature on coastal urban area – case study in Osaka bay, JAPAN –,” *Proceedings of International Conference on Asia Pacific Coasts 2011*, Vol. 6, No. 127, p. 9.
- Oost, W.A., G.J. Komen, C.M.J. Jacobs, and C. Van Oort (2002) “New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during ASGAMAGE,” *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 103, No. 3, pp. 409–438.
- Orlanski, I. (1976) “A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows,” *Journal of computational physics*, Vol. 21, No. 3, pp. 251–269.
- Palmén, E. and H. Riehl (1957) “Budget of angular momentum and energy in tropical cyclones,” *Journal of Meteorology*, Vol. 14, No. 2, pp. 150–159.
- Phillips, O.M. (1957) “On the generation of waves by turbulent wind,” *Journal of fluid mechanics*, Vol. 2, No. 05, pp. 417–445.
- Pierson, W.J. and L. Moskowitz (1964) “A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of SA Kitaigorodskii,” *Journal of geophysical research*, Vol. 69, No. 24, pp. 5181–5190.
- Pollard, R.T., T.H. Guymer, and P.K. Taylor (1983) “Summary of the JASIN 1978 field experiment,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 308, No. 1503, pp. 221–230.
- Pond, S., G.T. Phelps, J.E. Paquin, G. McBean, and R.W. Stewart (1971) “Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean,” *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 28, No. 6, pp. 901–917.
- Pond, S., W.G. Large, M. Miyake, and R.W. Burling (1979) “A Gill twin propeller-vane anemometer for flux measurements during moderate and strong winds,” *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 16, No. 4, pp. 351–364.
- Powell, M.D., P.J. Vickery, and T.A. Reinhold (2003) “Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones,” *Nature*, Vol. 422, No. 6929, pp. 279–283.
- Rapp, R.J. and W.K. Melville (1990) “Laboratory measurements of deep-water breaking waves,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pp. 735–800.

- Raymond, W.H. and H.L. Kuo (1984) "A radiation boundary condition for multi-dimensional flows," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 110, No. 464, pp. 535–551.
- Renault, L., J. Chiggiato, J.C. Warner, M. Gomez, G. Vizoso, and J. Tintoré (2012) "Coupled atmosphere-ocean-wave simulations of a storm event over the Gulf of Lion and Balearic Sea," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 117, No. C9.
- Reynolds, O. (1883) "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels," *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 35, No. 224–226, pp. 84–99.
- Richardson, L.F. (1920) "The supply of energy from and to atmospheric eddies," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, Vol. 97, No. 686, pp. 354–373.
- Rossby, C.G. (1935) "The layer of frictional influence in wind and ocean currents," *Pap. Phys. Oceanogr. Meteorol.*, Vol. 3, No. 3, pp. 1–101.
- Saffman, P.G. (1970) "A model for inhomogeneous turbulent flow," *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 317, No. 1530, pp. 417–433.
- Schwarzkopf, M.D. and S.B. Fels (1991) "The simplified exchange method revisited: An accurate, rapid method for computation of infrared cooling rates and fluxes," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)*, Vol. 96, No. D5, pp. 9075–9096.
- Shay, L.K. (1998) "Upper ocean response to tropical cyclones."
- Shchepetkin, A.F. and J.C. McWilliams (2005) "The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model," *Ocean Modelling*, Vol. 9, No. 4, pp. 347–404.
- Sheppard, P.A. and M.H. Omar (1952) "The wind stress over the ocean from observations in the trades," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 78, No. 338, pp. 583–589.
- Skamarock, W.C., J.B. Klemp, J. Dudhia, D.O. Gill, and D.M. Barker (2005) "A description of the Advanced Research WRF version 3," Technical report, NCAR.
- Smirnova, T.G., J.M. Brown, S.G. Benjamin, and D. Kim (2000) "Parameterization of cold-season processes in the MAPS land-surface scheme," *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)*, Vol. 105, No. D3, pp. 4077–4086.
- Smith, S.D. (1980) "Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 10, No. 5, pp. 709–726.
- (1988) "Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012)*, Vol. 93, No. C12, pp. 15467–15472.
- Smith, S.D. and E.G. Banke (1975) "Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed," *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol. 101, No. 429, pp. 665–673.
- Smith, S.D., R.J. Anderson, W.A. Oost, C. Kraan, N. Maat, J. De Cosmo, K.B. Katsaros, K.L. Davidson, K. Bumke, L. Hasse et al. (1992) "Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS results," *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 60, No. 1–2, pp. 109–142.
- Song, Y. and D. Haidvogel (1994) "A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-

- following coordinate system,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 115, No. 1, pp. 228–244.
- Stewart, R.W. (1974) “The air-sea momentum exchange,” *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 6, No. 1-2, pp. 151–167.
- Sun, Y., C. Chen, R.C. Beardsley, Q. Xu, J. Qi, and H. Lin (2013) “Impact of current-wave interaction on storm surge simulation: A case study for Hurricane Bob,” *Journal of Geophysical Research: Oceans*, Vol. 118, pp. 2685–2701.
- Svendsen, I.A. (1984) “Wave heights and set-up in a surf zone,” *Coastal Engineering*, Vol. 8, No. 4, pp. 303–329.
- Taylor, G.I. (1915) “Eddy motion in the atmosphere,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, Vol. 215, pp. 1–26.
- Taylor, P.K. and M.J. Yelland (2001) “The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves,” *Journal of physical oceanography*, Vol. 31, No. 2, pp. 572–590.
- Terray, E.A., M.A. Donelan, Y.C. Agrawal, W.M. Drennan, K.K. Kahma, A.J. Williams, P.A. Hwang, and S.A. Kitaigorodskii (1996) “Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves,” *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 26, No. 5, pp. 792–807.
- Terray, E.A., M.A. Donelan, Y.C. Agrawal, W.M. Drennan, K.K. Kahma, A.J. Williams III, P.A. Hwang, and S.A. Kitaigorodskii (1997) “Reply,” *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 27, No. 10, pp. 2308–2309.
- Terray, E.A., W.M. Drennan, and M.A. Donelan (2000) “The vertical structure of shear and dissipation in the ocean surface layer,” Technical report, DTIC Document, pp. 239–245.
- Thompson, G., P.R. Field, R.M. Rasmussen, and W.D. Hall (2008) “Explicit forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part II: Implementation of a new snow parameterization,” *Monthly Weather Review*, Vol. 136, No. 12, pp. 5095–5115.
- Uchiyama, Yusuke, James C McWilliams, and Alexander F Shchepetkin (2010) “Wave–current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism: Application to the surf zone,” *Ocean Modelling*, Vol. 34, No. 1, pp. 16–35.
- Umlauf, L. and H. Burchard (2003) “A generic length-scale equation for geophysical turbulence models,” *Journal of Marine Research*, Vol. 61, No. 2, pp. 235–265.
- Vallis, G.K. (2006) *Atmospheric and oceanic fluid dynamics: fundamentals and large-scale circulation*: Cambridge University Press.
- van Vledder, G.P. (2006) “The WRT method for the computation of non-linear four-wave interactions in discrete spectral wave models,” *Coastal Engineering*, Vol. 53, No. 2, pp. 223–242.
- Volkov, Y.A. (1970) “Turbulent flux of momentum and heat in the atmospheric surface layer over a disturbed sea-surface,” *Izv. Atmos. Oceanic Phys*, Vol. 6, No. 12, pp. 770–774.
- Warner, J.C., C.R. Sherwood, R.P. Signell, C.K. Harris, and H.G. Arango (2008) “Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current, and sediment-transport model,” *Computers & Geosciences*, Vol. 34, No. 10, pp. 1284–1306.
- Warner, J.C., B. Armstrong, R. He, and J.B. Zambon (2010) “Development of a coupled ocean–atmosphere–wave–sediment transport (COAWST) modeling system,” *Ocean modelling*, Vol. 35, No. 3, pp. 230–244.
- Wilcox, D.C. (1988) “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models,” *AIAA journal*, Vol. 26, No. 11, pp. 1299–1310.

- Wu, J. (1980) "Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions-A revisit," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 10, No. 5, pp. 727-740.
- (1982) "Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane," *Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012)*, Vol. 87, No. C12, pp. 9704-9706.
- Chen, X. · C. Liu · K. O' Driscoll · B. Mayer · J. Su · T. Pohlmann (2013) "On the nudging terms at open boundaries in regional ocean models," *Ocean Modelling*.
- Yelland, M.J., B.I. Moat, P.K. Taylor, R.W. Pascal, J. Hutchings, and V.C. Cornell (1998) "Wind stress measurements from the open ocean corrected for airflow distortion by the ship," *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 28, No. 7, pp. 1511-1526.
- 河合弘泰 · 川口浩二 · 橋本典明 (2003) 「台風による内湾の波浪・高潮の双方向結合推算モデルの構築と台風 9918 号を例とした追算」, 『海岸工学論文集』, 第 50 巻, 296-300 頁.
- 海岸工学委員会数値波動水槽研究小委員会 (編) 『数値波動水槽-砕波波浪計算の深化と耐波設計の革新を目指して-』, 公益社団法人 土木学会.
- 間瀬肇 · 平尾博樹 · 國富將嗣 · 高山知司 (2001) 「SWAN を用いた日本沿岸波浪推算システム構築と適用性の検証」, 『海岸工学論文集』, 第 48 巻, 236-240 頁.
- 間瀬肇 · 木村雄一郎 · 小川和幸 · H.A.T. Tracey (2005) 「GFS-WRF-SWAN 援用波浪推算システムの構築と検証」, 『海岸工学論文集』, 第 52 巻, 181-185 頁.
- 吉野純 · 小林孝輔 · 児島弘展 · 安田孝志 (2009) 「大気・海洋力学的手法に基づく伊勢湾の可能最大高潮・波浪の評価」, 『土木学会論文集 B2 (海岸工学)』, 第 65 巻, 第 1 号, 396-400 頁.
- 金洙列 · 松浦智典 · 松見吉晴 (2012) 「山陰沿岸気象予測へのメソ気象モデル WRF のパラメータ感度分析に関する研究」, 『土木学会論文集 B2, 海岸工学』, 第 68 巻, 第 2 号, 1236-1240 頁.
- 金庚玉 · 山下隆男 (2004) 「大気・波浪・海洋結合モデルによる台風 9918 号の高潮・高波の追算」, 『海岸工学論文集』, 第 51 巻, 第 0 号, 236-240 頁.
- 合田良実 · 永井康平 (1969) 「大阪湾における台風時の波浪の数値計算」, 『海岸工学講演会講演集』, 第 16 巻, 75-84 頁.
- 細井正延 · 富永正照 · 橋本宏 (1962) 「風向, 風速の変化を考慮した S.M.B. 法による波の計算について」, 『海岸工学講演会講演集』, 第 9 巻, 70-74 頁.
- 山下隆男 · 金庚玉 · 李漢沫 · ハガグモハメド (2007) 「環境シミュレーター -海岸工学への貢献-」, 『海岸工学論文集』, 第 54 巻, 1301-1305 頁.
- 山下隆男 · 別宮功 (1996) 「台風 7010 号の土佐湾における高潮の追算-推算誤差は波浪か成層か? -」, 『海岸工学講演会講演集』, 第 43 巻, 261-265 頁.
- 秋本祐子 · 日下博幸 (2010) 「入力データおよび地表面パラメータの変化に対する領域気象モデル WRF の感度実験: 夏季晴天日の関東平野を対象として」, 『地理学評論』, 第 83 巻, 第 3 号, 324-340 頁.
- 森信人 · 鈴木崇之 · 木原直人 (2010) 「海洋表層鉛直混合におよぼす風応力と波浪の影響」, 『土木学会論文集 B2 (海岸工学)』, 第 66 巻, 第 1 号, 311-315 頁.
- 村上智一 · 安田孝志 · 大澤輝夫 (2004) 「気象場と結合させた湾内海水流動計算のための多重 σ 座標モデルの開発」, 『海岸工学論文集』, 第 51 巻, 366-370 頁.
- 中野俊夫 · 大澤輝夫 · 吉野純 · 益子渉 · 河合弘泰 · 松浦邦明 (2006) 「台風ポーガスの高度化による数値予報モデルを用いた海上風推算手法の精度向上」, 『海岸工学論文集』, 第 53 巻, 1286-1290 頁.
- 藤本憲久 · 柴木秀之 · 仲井圭二 (2002) 「密度成層と内湾海上風の特性を考慮した東京湾の高潮推算」, 『海

- 岸工学論文集』, 第 49 巻, 246–250 頁 .
- 日下博幸 (2011) 「領域気象モデル WRF の都市気候研究への応用と課題」, 『地学雑誌』, 第 120 巻, 第 2 号, 285–295 頁 .
- 李漢洙・山下隆男・駒口友章・三島豊秋 (2009) 「瀬戸内海の台風気象場, 高潮・波浪の再解析」, 『土木学会論文集 B2 (海岸工学)』, 第 65 巻, 第 1 号, 441–445 頁 .
- 鈴山勝之・柴木秀之・尾形竹彦 (2012) 「台風ボーガスを導入した WRF の計算方法に関する研究」, 『土木学会論文集 B2 (海岸工学)』, 第 68 巻, 第 1 号, 471–475 頁 .

謝辞

本論文を作成するにあたり、熱心なご指導とご助言を下さった京都大学防災研究所気象水象研究部門沿岸災害研究分野 間瀬肇教授、森信人准教授、安田誠宏助教には深く謝意を表します。博士課程進学前から、外部から進学する私に京都大学の状況、進学後の生活、RA の工面、学振の手続きなど公私とも、様々な面でサポートしていただきました。また、京都大学防災研究所流域災害研究センター 馬場康之准教授、水谷英朗助教、技術職員の久保輝広様には、白浜での観測準備、関係各所への協議、維持管理と観測全般について、フルサポートでご対応いただけましたこと、心より感謝いたします。研究室の OB であり、株式会社サーフレジェンド研究開発部長の Tracey H. Tom 様には、PC 関連の動作環境の整備にご協力いただき、感謝いたします。神戸大学大学院工学研究科市民工学専攻 内山雄介准教授には、私の研究内容についてご意見をいただけたこと、ROMS の計算条件についてご教授いただけたこと、感謝いたします。筑波大学大学院大学院生命環境科学研究科計算科学研究センター 日下博幸准教授には、WRF の使用方法、セッティングについてご指導いただき、感謝いたします。

そして、熊本大学大学院自然科学研究科附属減災型社会システム実線研究教育センター 中條壮太助教には、研究室でポストドクをされている頃から学振、就職活動についてアドバイスをくださり感謝いたします。京都大学の OB である日立造船株式会社 木村雄一郎様、パシフィックコンサルタンツ株式会社 辻尾大樹様、いであ株式会社 玉田崇様、三井海洋開発株式会社 林健太郎様、電力中央研究所 木原直人様には、それぞれの立場での研究生活について教えていただき、感謝いたします。研究室では同じ部屋で過ごし、多くの学会に共に出席した志村智也様、1 年間だけでしたが飲みによく誘ってくれた林祐太様に感謝いたします。飲み会にお付き合いくださった大阪市立大学大学院工学研究科都市系専攻 重松孝昌教授、遠藤徹講師、技術職員の小池敏也様、大阪市立大学で同期だった建部祐哉様、中川智史様、渡辺淳也様、大阪府の室木紀彦様、黒田健一様、北村拓也様、原口博士様に感謝いたします。

最後に、昔から一貫して自分勝手な人生設計にいつもハラハラさせていた父二宮新助、母幸子と、社会人から学生に戻るという選択を許容してくれた妻佑美、図らずも迷惑をかけていそうな子ども達に感謝します。

平成 26 年 9 月 二宮 順一